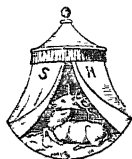
Elektrische Spektralanalyse chemischer Atome

von

Dr. J. Stark

Professor der Physik an der Technischen Hochschule Aachen

Mit 4 Tafeln und 19 Figuren im Text

Leipzig
Verlag von S. Hirzel
1914

Vorwort.

Die vorliegende Schrift ist eine Erweiterung eines Vortrages, den ich im Februar dieses Jahres auf Einladung vor der Philosophischen Fakultät der Studierenden an den Universitäten Leiden und Utrecht gehalten habe. Ich war gebeten worden, diesen Vortrag im Druck erscheinen zu lassen. Als ich ein Vierteljahr später an seine Niederschrift ging, wuchs er von selbst über seinen ursprünglichen Rahmen hinaus, vor allem deswegen, weil unterdes eine Reihe neuer experimenteller Resultate gewonnen wurde, welche ein neues Licht auf die Erscheinung der elektrischen Zerlegung von Spektrallinien werfen. So entschloß ich mich, den Rahmen der vorliegenden Schrift zu erweitern und in ihr alle bis jetzt vorliegenden experimentellen und theoretischen Untersuchungen auf dem neuen Gebiete physikalischer Forschung eingehend und übersichtlich zusammenzustellen.

Sie bedeutet gegenüber den bis jetzt in Zeitschriften erschienenen Abhandlungen eine betrachtliche Erweiterung. Einmal habe ich in ihr neue technische Erfahrungen und neue theoretische Gesichtspunkte für das experimentelle Vorgehen mitgeteilt; vor allem aber ist in ihr ein erster, zum Teil ziemlich ausführlicher Bericht über die Resultate der experimentellen Arbeiten gegeben, welche gegenwärtig im Aachener Physikalischen Institut im Gange sind. Es seien folgende Untersuchungen in dieser Hinsicht genannt: Feinzerlegung der Serienlinien des Wasserstoffs (J. Stark und H. Kirschbaum), Feinzerlegung der Serienlinien des Heliums (J. Koch, Upsala), Intensitätsunterschied der lang- und kurzwelligen elektrischen Komponenten der Serienlinien des Wasserstoffs (H. Lunelund, Helsingfors), Zerlegung der Bandenlinien des Wasserstoffs (J. Stark und H. Kirschbaum), Seriengesetze der Linienverbreiterung (G. Wendt).

Durch die Forschung über die Kathoden- und Kanalstrahlen, über die radioaktiven Vorgänge und über die magnetische Zerlegung von Spektrallinien ist die Tatsache festgestellt, daß das chemische Atom aus elektrischen Quanten zusammengefügt ist. Mit dieser Erkenntnis ist der feste Boden für den Aufbau einer neuen Wissenschaft gewonnen, nämlich der Wissenschaft von der Art, Zahl, relativen Anordnung und Bewegung der elektrischen Quanten im Atom, von der Natur der sie zusammenbindenden Kräfte, von ihren Schwingungen um Gleichgewichtslagen, ihren Verschiebungen bei Energieaufnahme, ihrer natürlichen oder vielleicht schließlich künstlichen Umordnung zu einem neuen chemischen Atom. Neben dem gewaltigen Gebäude der elektromagnetischen Mediumdynamik, das bis in alle Einzelheiten experimentell vermessen und theoretisch beschrieben ist, nehmen sich die bisher gewonnenen Anfänge der Atomdynamik unscheinbar aus, vielleicht aber wächst diese mit der Zeit zu einem gleich stolzen und uns gleich zugänglichen Bau empor. Freilich dürfte die Entwicklung der Atomdynamik eine längere Zeit beanspruchen und durch viel mehr menschlichen Irrtum führen als die Schöpfung der elektromagnetischen Mediumdynamik.

Diese erwuchs aus dem Boden einer breiten und tiefen Erfahrung, ihre mathematische Beschreibung in der Maxwellschen Theorie war erst gegen Ende der experimentellen Forschung möglich; freilich erfuhr diese in Faraday den stärksten Antrieb und die erfolgreichste Förderung durch eine Idee, nämlich durch die Vorstellung eines gerichteten Zustandes im elektrischen und magnetischen Feld. Vielleicht wird die Entwicklung der Atomdynamik einen ähnlichen Gang durchmachen. Schwerlich wird ein menschliches Gehirn die Geheimnisse der Atomstruktur aus sich heraus ergründen und in einer verästelten Theorie der experimentellen Forschung die tatsächlichen Resultate voraussagen können. Die theoretischen Versuche auf dem neuen Gebiete können vielmehr naturgemäß der Erfahrung nur wenig vorgreifen; sie sind indes schon jetzt wertvoll, insofern sie durch ihre Endformeln zu quantitativen Beobachtungen anregen oder auch durch ihren Widerspruch mit der Erfahrung der Unhaltbarkeit gewisser Hypothesen über die Atomstruktur erkennen lassen. Was aber vor allem der Atomdynamik nottut, sind Ideen, welche durch ihre Anschaulichkeit den Beobachter zu experimentellen Fragen an die Natur anreizen, sind weiter experimentelle Unter-

suchungen, welche feinfühlig den Andeutungen neuer Erscheinungen nachtasten, Apparate und Methoden der Eigenart eines neuen Vorganges zum Zwecke seiner Zergliederung anpassen.

Mögen auch hierbei solche anregende Ideen nicht mathematisch durchgearbeitet sein, mögen sich theoretische Einwände gegen sie erheben lassen, mögen sie ihrer Grobsinnlichkeit wegen sogar Kopfschütteln bei manchem erregen! Wenn sie nur im Experiment Früchte tragen, so haben sie ihre Aufgabe erfüllt und, indem sie durch das Experiment sich befestigen, abändern oder sich unmöglich erweisen, können sie zu keinem Hemmschuh der Forschung werden. Und was die quantitative Seite der Beobachtung betrifft, so mag diese im Beginn der Zergliederung einer neuen Erscheinung auf verfrühte Präzisionsmessungen verzichten, deren Genauigkeit oft mehr eine solche der angewandten Apparate als der ungenügend geklärten Versuchsbedingungen ist; freilich muß sie sich immer der Grenzen der Genauigkeit und der möglichen Fehlerquellen bewußt bleiben und auf Reinheit und Durchsichtigkeit der Versuchsbedingungen hinarbeiten.

In dem vorstehenden Sinne möchte ich die Ideen, die ich in dieser Schrift skizziert habe, aufgefaßt, und die in ihr mitgeteilten ersten Messungen über die elektrische Zerlegung von Spektrallinien bewertet wissen. Diese Schrift will nicht eine vollendete Wissenschaft vortragen, sondern nur dem Werden einer Wissenschaft förderlich sein. Sie hat ihren Zweck erreicht, wenn sie einerseits einen Überblick über die letzten Fortschritte der Atomdynamik, andererseits Anregung zu neuen experimentellen und theoretischen Untersuchungen gibt.

Die Untersuchungen, welche über die elektrische Zerlegung von Spektrallinien im Aachener Physikalischen Institute ausgeführt wurden oder im Gange sind, haben eine wirksame Förderung erfahren durch Bewilligung experimenteller Hilfsmittel von Seite des Kgl. Preußischen Kultusministeriums, des Solvay-Institutes und Rheinischen Gesellschaft für wissenschaftliche Forschung. Dafür spreche ich an dieser Stelle meinen Dank aus.

Aachen, Juni 1914.

Inhalt.

I. Vorbereitende Untersuchungen.

1. Ziel der elektrischen Spektralanalyse.

Man kann eine vermutete oder bereits beobachtete Erscheinung zum Gegenstand experimenteller Beobachtungen machen lediglich aus Freude an dem Spiele der Erscheinung selbst. Man kann weiter gehen und mit der Zergliederung einer Erscheinung ein wissenschaftliches Ziel verfolgen, namlich zunachst Regeln oder Gesetzmaßigkeiten aufsuchen. welche die in der Erscheinung zusammenwirkenden Großen verknupfen Dann wird man die gewonnene Erkenntnis in Zusammenhang mit der Erkenntnis anderer Erscheinungen bringen und prufen konnen, ob sich vielleicht die eine als ein Sonderfall der anderen klarstellen laßt Ferner wird man versuchen, aus der gewonnenen Erkenntnis Folgerungen uber neue bis dahin unerforschte Erscheinungen zu ziehen. Endlich wird man die zergliederte Erscheinung als Teil eines umfassenderen Seins oder Geschehens betrachten und sie im Zusammenhalt mit verwandten Erscheinungen zur teilweisen Aufhellung der ihnen gemeinsamen Quelle zu benutzen trachten

Dieses wissenschaftliche Ziel sei auch mit der Untersuchung des Einflusses eines elektrischen Feldes auf die Schwingungszahl und Schwingungsrichtung von Spektrallinien verfolgt. Und um uns einen Sporn zur eingehenden Erforschung dieser Erscheinung zu geben, sei gleich hier auf das allgemeine Problem hingewiesen, zu dessen Losung jene Untersuchung vielleicht einen Beitrag zu liefern vermag Es ist das Problem des Aufbaues eines chemischen Atoms aus einzelnen Teilen, an denen sich im ungestorten Zustand gewisse Krafte das Gleichgewicht halten, und die gegenuber außeren storenden Kraften dank ihres individuellen Zusammenhanges gewisse Gegenkrafte entwickeln. Zunächst sei an einige fur dieses Problem grundlegende, festgestellte Tatsachen erinnert.

Die Lichtwellen sind raumzeitlich sich fortpflanzende Schwingungen von elektrischen und magnetischen Feldern; sie haben ihren

Ursprung in der Beschleunigung der elektrischen und magnetischen Kraftlinien, welche an Elektrizitätsmengen sitzen, und somit ihren Ursprung in der Beschleunigung der die Kraftfelder tragenden Elektrizitätsmengen selbst.

Die Lichtwellen, welche die den chemischen Elementen eigentümlichen Spektrallinien liefern, kommen aus dem Innern oder von der Oberfläche der einzelnen Atome. Es ist darum zu folgern, daß im Innern oder an der Oberfläche der chemischen Atome elektrische Ladungen angeordnet sind, an welchen elektrische Kraftfelder und, falls sie bewegt sind, magnetische Kraftfelder sitzen.

Positive oder negative elektrische Ladungen sind ein ganzes Vielfaches von gleich großen nicht weiter teilbaren positiven oder negativen Elementarladungen oder Quanten.[1] Derartige positive und negative elektrische Quanten sind also Bestandteile des chemischen Atoms. Durch die Beschleunigung der elektromagnetischen Kraftfelder der inneratomischen elektrischen Quanten kommt die Aussendung der dem Atom eigentümlichen Lichtwellen zustande. Die Schwingungszahl dieser Lichtwellen wird bedingt durch die Schwingungszahl der inneratomischen Quanten.

An den Schwingungen der inneratomischen Kraftfelder beteiligen sich zweifellos elektrische Kraftlinien, sowohl von Seite negativer als auch von Seite positiver Quanten. Wie aus der Änderung der Schwingungszahl für gewisse Schwingungsrichtungen durch ein äußeres magnetisches Feld sich ergibt, erfolgt die Aussendung der Serienlinien in der Weise, daß die Schwingungen der inneratomischen Kraftfelder allein durch die Schwingungen negativer Quanten bedingt werden, und zwar stimmt die Masse dieser negativen Quanten genau oder nahezu überein mit der Masse langsamer freier Elektronen (Kathodenstrahlen). Die Emissionszentren der Serienlinien der chemischen Elemente sind also negative Elektronen.[2] Diese Art von inneratomischen Elektronen, deren Schwingungen die für die chemischen Elemente kennzeichnenden Linien- oder Serienspektren liefern, seien Serienelektronen genannt.

Bis hierher haben wir Erkenntnisse, die unmittelbar aus Tatsachen fließen, aneinandergereiht. Nunmehr seien Vermutungen und Fragen zur Auffindung oder Bewertung neuer Tatsachen daran geknüpft.

---

1) Vgl. J. Stark, Die elektrischen Quanten; S. Hirzel, Leipzig 1910.
2) Vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung; S. Hirzel, Leipzig 1911.

Die Serienelektronen mögen im ungestorten Zustand keine Geschwindigkeit in einer Achse oder um eine Achse durch ihr Atom haben, oder sie mögen um eine Atomachse eine Drehgeschwindigkeit besitzen, welche durch das Gleichgewicht der Krafte im ungestorten Atom bedingt wird Wir konnen auf Grund dieser Vorstellung die bereits viel benutzte Annahme machen, daß die Serienelektronen bei einer Storung ihrer statischen oder dynamischen Gleichgewichtslage im Atom Schwingungen um diese ausfuhren und daß diese Schwingungen es sind, welche die Emission oder Absorption von Lichtwellen bedingen.

Weiter konnen wir uns wenigstens vorlaufig der Annahme anschließen, daß die rucktreibende Kraft auf ein Serienelektron, wenn es um einen gewissen Betrag aus seiner inneratomischen Gleichgewichtslage verschoben wird, proportional der Verschiebung, also quasielastisch sei. Diese Annahme liegt der Lorentz-Voigtschen Theorie des Zeeman-Effektes zugrunde und da diese Theorie das normale Zeeman-Triplett und auch zahlreiche andere Einzelheiten der Zeemanschen Erscheinung in Übereinstimmung mit der Erfahrung wiedergibt, so haben wir Grund, an der Annahme quasielastischer rucktreibender Krafte auf die Serienelektronen so lange festzuhalten, bis uns ein uberlegener Ersatz fur sie geboten wird.

Nun ist es denkbar, daß die rücktreibenden Krafte auf die Serienelektronen nur fur kleine Verschiebungen aus ihrer Gleichgewichtslage quasielastisch sind, daß sie jedoch bei großen Verschiebungen diesen nicht mehr proportional sind Es ist weiter moglich, daß in einem einzelnen Atom, selbst im Wasserstoffatom nicht bloß ein einziges Serienelektron vorkommt, sondern daß mehrere Serienelektronen neben elektrischen Quanten von anderen dynamischen Eigenschaften an dem inneratomischen Gleichgewicht zusammenwirken. In diesem Falle durfen wir bei der Ermittlung der Wirkung einer außeren Kraft auf ein Serienelektron die Betrachtung nicht auf dieses allein beschranken, sondern mussen die Mitwirkung der übrigen Teile des Atoms am Gleichgewicht in Rechnung ziehen.

Die denkbare Moglichkeit des Vorkommens mehrerer Serienelektronen und des Auftretens wechselseitiger rucktreibender Krafte zwischen den Atomteilen bringt uns die Tatsache in Erinnerung, daß ein chemisches Element innerhalb einer Serie eine ganze Reihe von Linien, ja sogar außer einer Serie noch weitere Linienserien

zur Emission bringen kann. Wieviele Schwingungszahlen sind einem Serienelektron fur eine bestimmte Gleichgewichtslage eigentumlich? Kommen verschiedene Serienelektronen mit verschiedenen Schwingungszahlen in demselben Atom vor? Oder kann vielleicht dasselbe Atom in verschiedenen Gleichgewichts-Anordnungen seiner Teile sich halten, so daß ein und dasselbe Serienelektron in den verschiedenen Anordnungen verschiedene Schwingungszahlen annimmt?

Diese Fragen fuhren uns noch naher an das Problem der Atomstruktur als die ursprungliche Frage nach der Art der rucktreibenden Krafte auf die Serienelektronen Mit theoretischen Erwagungen auf Grund des Zeeman-Effektes und des gesetzmaßigen Baues der Spektralserien werden wir wohl kaum eine Antwort auf sie finden, welche die wirklichen Verhaltnisse richtig wiedergibt Es ist vielmehr notwendig, neue Erfahrungen uber die Änderung der optischen Eigenschaften der Serienelektronen unter dem Einfluß einer außeren Kraft zu suchen.

Bei diesem Stand der Forschung uber die Teilnahme der Serienelektronen an der Atomstruktur erhebt sich die dringende Aufgabe, einmal die elektrischen Quanten, insonderheit die Serienelektronen eines Atoms der Kraft von Seite eines außeren elektrischen Feldes zu unterwerfen und zu prufen, ob und in welcher Weise dadurch die Schwingungszahlen und Schwingungsrichtungen der Serienlinien beeinflußt werden, und weiter wie verschiedene Linien derselben Serie, wie verschiedene Serien desselben Elements, wie endlich gleichnamige Serien verschiedener Elemente sich hierbei verhalten

In der Moglichkeit neuer Fortschritte in der Erkenntnis der Atomstruktur und ihrer Dynamik liegt der große Anreiz, Methoden zur Untersuchung der Emission von Spektrallinien in einem starken elektrischen Feld auszuarbeiten und diese Untersuchung nach den Gesichtspunkten der Serienlehre und des periodischen Systems chemischer Elemente an zahlreichen Spektrallinien durchzuführen. Nebenher durfen wir mit der Möglichkeit rechnen, durch die Erkenntnis des Einflusses des elektrischen Feldes auf Spektrallinien Licht und Ordnung in einen Teil des zu einem Chaos angewachsenen spektralanalytischen Beobachtungsmaterials zu bringen

In der Methode, welche bis jetzt zur erfolgreichen Untersuchung des Effektes eines elektrischen Feldes auf Spektrallinien gefuhrt hat, werden als Mittel zur Anregung der Lichtemission

Kanalstrahlen benutzt. Dieser Vorgang ist so eigenartig und auch reich an Einzelheiten, daß wir die im elektrischen Feld auftretenden Erscheinungen experimentell nicht beherrschen oder theoretisch nicht völlig verstehen konnten, wenn wir nicht zuvor die Vorgänge, welche die Lichtemission durch die Kanalstrahlen[1]) bedingen oder begleiten, wenigstens in den Hauptzügen uns klar machen würden.

2. Gleichgewicht zwischen Ionisierung und Elektronisierung in den Kanalstrahlen.

Dank den glänzenden Untersuchungen von W. Wien, J. J. Thomson, H. von Dechend und W. Hammer, J. Koenigsberger und seinen Mitarbeitern ist heute die Erscheinung der Kanalstrahlung[2]) in den Hauptzügen aufgeklärt. Folgende Tatsachen dürfen wir als sichergestellt betrachten.

In den Kanalstrahlen kommen schnell bewegte positiv geladene Atom- und Molekülionen vor. Abgesehen von Wasserstoff bilden die meisten bis jetzt untersuchten Elemente in den Kanalstrahlen außer einfach positiv geladenen auch noch mehrfach positiv geladene Atomionen, über diesen Punkt verdanken wir besonders J. J. Thomson zahlreiche überzeugende Ergebnisse.

Außer den positiv geladenen Strahlen kommen in den Kanalstrahlen in einigen Fällen auch noch negativ geladene schnell bewegte Strahlen vor. In fast allen bis jetzt untersuchten Fällen sind die positiven Kanalstrahlen mit elektrisch ungeladenen oder neutralen Strahlen, also schnell bewegten neutralen Atomen oder Molekülen gemischt.

Die Kanalstrahlen entstehen dadurch, daß vor der Kathode positiv geladene Atome oder Moleküle von dem elektrischen Feld ohne erhebliche Dämpfung durch Zusammenstöße beschleunigt werden, dann beim Eintritt in die Kathodenkanäle dank ihrer kinetischen Energie aus dem elektrischen Feld vor der Kathode herausspringen und hinter der Kathode strahlenartig weiterlaufen.

Im allgemeinen und dann besonders, wenn die Kanalstrahlen durch Zusammenstöße Lichtemission bewirken sollen, bleibt der

---

1) Vgl. J. Stark, Die Atomionen chemischer Elemente und ihre Kanalstrahlenspektra, J. Springer, Berlin 1913.

2) Vgl. H. v. Dechend und W. Hammer, Bericht über die Kanalstrahlen im elektrischen und magnetischen Feld, Jahrb. d. Rad. u. El. 8, 34, 1911. J. J. Thomson, Rays of positive electricity and their application to chemical analysis, Longmans, Green and Co., London 1913.

Ladungszustand der positiven und der neutralen Kanalstrahlen wahrend ihres Verlaufes im Gas hinter der Kathode nicht unverandert. Vielmehr konnen sich neutrale Strahlen durch Stoß auf ruhende Gasmolekule selbst ionisieren, indem sie ein Elektron oder mehrere von sich abgeben; oder es können sich positiv einwertige Strahlen durch Stoß in positiv mehrwertige Strahlen verwandeln. zwei Vorgange, welche wir als Ionisierung der Kanalstrahlen bezeichnen. Umgekehrt konnen positiv einwertige Strahlen durch Anlagerung je eines Elektrons oder positiv zwei- oder dreiwertige Strahlen durch Anlagerung je zweier oder dreier Elektronen zu neutralen Strahlen werden oder es konnen sich positiv mehrwertige Strahlen durch Anlagerung von Elektronen in positive Strahlen niedrigerer Ladungsstufe verwandeln· Vorgange, welche wir in dem Worte Elektronisierung zusammenfassen.

Wie zuerst W. Wien[1]) erkannt und bewiesen hat, bildet sich zwischen den zwei entgegengesetzten Vorgangen der Ionisierung und der Elektronisierung der Kanalstrahlen ein bewegliches Gleichgewicht aus, indem die bewegten Kanalstrahlenteilchen auf ihrem Wege im Gas nach mehr oder minder kurzen Zwischenzeiten ihren Ladungszustand andern, so daß in einem Kanalstrahlenbundel bestandig ein bestimmter Bruchteil der Strahlenteilchen neutral oder positiv geladen ist.

Laßt man darum ein Kanalstrahlenbundel hinter der Kathode ein paralleles elektrisches Feld[2]) so durchlaufen, daß die positiven Strahlen von ihm beschleunigt werden, so erhalten nicht alle Teile des Bundels den gleichen Geschwindigkeitszuwachs, da ja die neutralen nicht beschleunigt werden. Schaltet man umgekehrt das parallele elektrische Feld so, daß es die positiven Strahlen verzögert, so wird selbst durch eine Spannungsdifferenz, welche großer als der die Strahlen erzeugende Kathodenfall ist, nicht das ganze Bündel verzögert oder aus dem Felde zurückgeworfen, vielmehr bleiben die neutralen Strahlen unbeeinflußt und auf ihrem Wege bilden sich aus ihnen durch Ionisierung wieder neue positive Strahlen zum Ersatz der von dem Feld zurückgeworfenen Strahlen.

Man kann demnach ein Kanalstrahlenbündel nicht bloß gleichgerichtet in einem elektrischen Feld, sondern auch gegengerichtet zu diesem verlaufen lassen.

---

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **27**, 1029, 1908; **30**, 349, 1909.
2) J. Stark, Physik. Zeitschr. **11**, 171, 1910.

3. Ruhende und bewegte Intensität von Spektrallinien in den Kanalstrahlen.

Auf Grund von Arbeiten von mir und meinen Mitarbeitern sowie dank wertvollen Untersuchungen anderer Forscher (Straßer, Fulcher und Wilsar) dürfen wir heute folgende Tatsachen[1]) über die Lichtemission in einem Kanalstrahlenbündel als sichergestellt annehmen

In einem Kanalstrahlenbündel kommen die Banden- und die Serienlinien[2]) des durchlaufenen Gases zur Emission. Ist das durchlaufene Gas verschieden von dem Gas, aus dem sich die Kanalstrahlen gebildet haben, so zeigen die von den Kanalstrahlen in ihm zur Emission gebrachten Banden- und Serienlinien für eine jede Stellung der Sehrichtung in bezug auf die Kanalstrahlenachse dieselbe unveränderliche Lage im Spektrum, ihre Intensität ist ruhend in bezug auf den Beobachter.

Ist das Gas, in dem die Kanalstrahlen verlaufen, dasselbe wie dasjenige, aus dem sie erzeugt werden, so sind zwei Fälle von Lichtemission zu unterscheiden Einmal erhält man von dem Kanalstrahlenbündel in dem durchlaufenen Gas dessen Bandenlinien und dessen Serienlinien in ruhender Intensität, also an ihrem gewöhnlichen spektralen Ort, wie man auch die Sehrichtung zur Kanalstrahlenrichtung stellen mag Außerdem beobachtet man aber an den Serienlinien noch eine zweite Art von Intensität, nämlich einen mehr oder minder breiten Streifen auf der kurzwelligen Seite der ruhenden Serienlinien, wenn man den heranlaufenden Kanalstrahlen entgegenblickt, dagegen tritt dieser Streifen auf der langwelligen Seite der ruhenden Linie auf, wenn man den fortlaufenden Kanalstrahlen nachblickt Und dreht man die Sehachse aus einer der beiden Stellungen langsam in die zur Kanalstrahlenachse senkrechte Stellung, so zieht sich der Streifen mehr und mehr zusammen, nähert sich mehr und mehr der zugeordneten ruhenden Linie und fällt in der senkrechten Stellung endlich mit dieser zusammen

Dieser mit der Stellung von Seh- und Kanalstrahlenachse bewegliche Streifen einer Serienlinie stellt offenbar die Intensität der Serienlinie dar, welche von den bewegten Kanalstrahlen selber emittiert wird; der Abstand einer Linie in dem Streifen von der

---

1) Vgl. J Stark, Die elementare Strahlung, S. Hirzel, Leipzig 1911.

2) Vgl. J. Stark, Die Atomionen chemischer Elemente und ihre Kanalstrahlenspektra; J. Springer, Berlin 1913.

ruhenden Linie ist gemäß dem bekannten Dopplerschen Prinzip proportional der Geschwindigkeit der Emissionsträger in der Sehachse. Diese Intensität einer Serienlinie, an welcher also ein Doppler-Effekt beobachtet werden kann, wird bewegt genannt.

Aus der Breite des bewegten Streifens einer Serienlinie in den Kanalstrahlen ist zu folgern, daß in dem Strahlenbündel gleichartige Emissionsträger von verschiedener Geschwindigkeit vorkommen. Daß die positiven Strahlen einer und derselben Art in einem Kanalstrahlenbündel im allgemeinen eine Reihe von verschiedenen Geschwindigkeiten besitzen, ist auch durch die elektromagnetische Analyse der Kanalstrahlen bewiesen.

Die Emission der bewegten Intensität der Serienlinien in den Kanalstrahlen ist eine Folge des Zusammenstoßes von Strahlenteilchen mit ruhenden Gasmolekülen. Ob bei einem solchen Zusammenstoß, der das bewegte Teilchen zu Lichtemission anregt, dieses seinen Ladungszustand unverändert beibehält oder ob es sich dabei ionisiert oder elektronisiert und infolgedessen Licht ausstrahlt, sei hier nicht erörtert.

Die Emission [1]) der ruhenden Banden- und Serienlinien in den Kanalstrahlen wird bewirkt durch den Stoß von Kanalstrahlenteilchen auf ruhende Gasmoleküle. Ob diese hierbei ionisiert werden oder nicht, sei hier ebenfalls nicht besprochen.

Kanalstrahlen, die in reinem Wasserstoff erzeugt werden und verlaufen, bringen bei niedrigem Druck die bekannte Balmersche Linienserie stärker zur Emission als das ruhende Banden- oder Viellinienspektrum des Wasserstoffs; bei der Linienserie selber ist die bewegte Intensität beträchtlich größer als die ruhende Intensität. Mischt man reinem Wasserstoff reines Helium bei, so ergibt sich die bewegte Intensität der *H*-Serienlinien im Verhältnis zu ihrer ruhenden Intensität weniger groß.

In dem Gemisch von reinem Wasserstoff und reinem Helium und noch mehr in reinem Helium ist die bewegte Intensität der Serienlinien des Heliums sehr klein im Verhältnis zu ihrer ruhenden Intensität.

Beim Auftreffen auf Salze der Alkalien oder alkalischen Erden bringen Kanalstrahlen die Serienlinien des Metallatoms zur Emission, und zwar in ruhender Intensität.

---

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 42, 163, 1913.

4. Verhalten der Bogen- und Funkenlinien in den Kanalstrahlen.

Es ist eine lange bekannte Tatsache, daß ein Element unter verschiedenen Bedingungen verschiedene Linien- oder Serienspektra[1]) im weiteren Sinne des Wortes zeigen kann. So liefern zahlreiche Metalle, in den Lichtbogen in freier Luft eingeführt, gewisse Linien, ihre „Bogenlinien", in großer Intensität, dagegen im oszillatorischen Funken in kleiner Intensität, dafür aber andere Linien unter dieser Bedingung, ihre „Funkenlinien", sehr intensiv. Bei näherem Zusehen erkennt man, daß das Auftreten der Bogenlinien an die Entwicklung einer mäßig großen spezifischen elektrischen Leistung (Ampere × Volt × cm^{-3}) gebunden ist, während die Emission der Funkenlinien eine große spezifische Leistung (hohe Temperatur) verlangt. Eine experimentelle Untersuchung mehrerer nichtmetallischer Elemente unter diesem Gesichtspunkt hat ergeben, daß auch sie bei mäßiger Stromdichte in der positiven Säule des Glimmstroms (Bogenbedingung) ein anderes Serienspektrum liefern als bei der großen Stromdichte im oszillatorischen Funken, man kann also auch bei ihnen zwischen Bogen- und Funkenlinien in Erweiterung des Begriffs dieser Bezeichnungen unterscheiden.

Wie nun durch die elektromagnetische Analyse der Kanalstrahlen festgestellt ist, kann ein Atom eines Elements ein Elektron abgeben und zu einem einwertigen positiven Atomion werden, ja die Atome zahlreicher Elemente können außer einwertigen noch zwei- oder dreiwertige Atomionen bilden. Die Erinnerung hieran führt zu der Vermutung, daß das Bogenspektrum eines Elementes einen anderen Träger hat als das Funkenspektrum, daß etwa das Bogenspektrum vom neutralen Atom, das Funkenspektrum vom einwertigen Atomion emittiert wird, oder das Bogenspektrum vom einwertigen, das Funkenspektrum vom mehrwertigen positiven Atomion.

Eine experimentelle Prüfung dieser Vermutung wird ermöglicht durch die eingehende Untersuchung der bewegten Streifen der Bogen- und Funkenlinien von Elementen in den Kanalstrahlen. Es liegt zunächst folgende Überlegung nahe. Sind die Träger der Bogenlinien positiv einwertige Atomionen, diejenigen der Funkenlinien mehrwertige Atomionen und behalten beide Arten von Atomionen ihren Ladungszustand vor und hinter der Kathode un-

1) Vgl. J. Stark, Bogen- und Funkenlinien (ein- und mehrwertige Linien) in den Kanalstrahlen; Phys. Zeitschr. **14**, 102, 1913.

verandert bei, so verhalten sich die größten Geschwindigkeiten in den bewegten Streifen der zwei Linienarten wie $1:\sqrt{2}$, denn es gelten ja fur die größten kinetischen Energien der beiden Strahlenarten die Gleichungen $\frac{1}{2} m v_1^2 = 1 eV$ und $\frac{1}{2} m v_2^2 = 2 eV$, wo V die vor der Kathode von den Ionen frei durchlaufene Spannungsdifferenz ist.

In Wirklichkeit liegt die Sache nicht so einfach; es behalten namlich die zwei Arten positiver Strahlen und die aus ihnen entstehenden neutralen Strahlen ihre Ladung nicht unverändert bei, vielmehr unterliegen sie dem oben beschriebenen Spiel der Ionisierung und Elektronisierung und so ist es möglich, daß der Träger einer bestimmten Geschwindigkeit bald ein positiv ein- oder ein mehrwertiges Atomion, bald ein neutraler Strahl ist Und wurden nun die Trager aller vorkommenden großen und kleinen Strahlgeschwindigkeiten in jedem Ladungszustand die diesem eigentümlichen Serienlinien gleich intensiv emittieren, so würden die bewegten Streifen aller ihrer vorkommenden Serienlinien dieselbe Intensitatsverteilung zeigen.

In Wirklichkeit kommt auch diese außerste Folgerung nicht vor. Es treten namlich in den bewegten Streifen bei genugender Dispersion des Spektralapparates und bei geringer Zerstreuung der Kanalstrahlen getrennt durch Wendepunkte in der Schwarzungs-Geschwindigkeits-Kurve mehrere Geschwindigkeitsintervalle auf. Diese Erscheinung erklärt sich ungezwungen daraus, daß vor der Kathode ein- und mehrwertige Atomionen beschleunigt wurden, so eine ein- oder mehrwertige Geschwindigkeit gewannen und dann hinter der Kathode nach Ionisierung oder Elektronisierung in demselben Ladungszustand die betrachtete Serienlinie emittierten Indes zeigen nun die Verteilungskurven der bewegten Streifen der Bogen- und der Funkenlinien einen großen Unterschied. Die Bogenlinien besitzen namlich nur in dem einwertigen Geschwindigkeitsintervall eine merkliche Intensitat, eine viel kleinere in dem zweiwertigen Intervall und eine noch kleinere oder keine merkliche Intensität in dem dreiwertigen Intervall, falls ein solches vorhanden ist. Die Funkenlinien dagegen besitzen in dem zwei- oder dreiwertigen Geschwindigkeitsintervall eine viel größere Intensität als in dem einwertigen Intervall

Will man nicht zu ziemlich willkürlichen und unbegrundeten Hypothesen seine Zuflucht nehmen, so laßt die Feststellung der

vorstehenden Tatsache nur folgende Deutung zu. Die Träger der Funkenlinien eines Elements sind andere als die Trager seiner Bogenlinien; denn hatten die zwei Linienarten denselben Trager, so mußten ihre bewegten Intensitaten wenigstens ahnliche Verteilungskurven zeigen. Da auf der anderen Seite beide Linienarten demselben chemischen Atom eigentumlich sind, so können ihre Trager nur hinsichtlich ihres Ladungszustandes voneinander verschieden sein.

Werden also die Bogenlinien eines Elements von seinen neutralen Atomen emittiert, so kommen seine Funkenlinien aus den positiven Atomionen des Elements. Oder werden die Bogenlinien, wie ich es fur die meisten untersuchten Falle zum mindesten wahrscheinlich gemacht habe, von dem positiv einwertigen Atomion emittiert, so sind die Träger der Funkenlinien des Elements seine zwei- oder dreiwertigen Atomionen. Welche der zwei Moglichkeiten Wirklichkeit ist, ob alle die besonderen Folgerungen, welche ich fur die Kanalstrahlenspektra zahlreicher Elemente gezogen habe, zutreffend sind, kommt fur die Bewertung des Hauptresultats dieser Untersuchungen nicht in Frage.

Es ist dies folgendes Resultat: Die Trager der Bogen- und die Trager der Funkenlinien eines Elements sind Atome dieses Elements, die sich durch ihren positiven Ladungszustand oder durch ihren Gehalt von negativen abtrennbaren Elektronen voneinander unterscheiden, und zwar ist der Träger einer Funkenlinie mindestens um ein abtrennbares Elektron armer als der Trager einer Bogenlinie. Oder mit anderen Worten, die Serienelektronen eines Atoms, welche vor und nach dessen Ionisierung in dem Atomverband vorhanden sind, erfahren bei der Abtrennung eines abtrennbaren Elektrons eine weitgehende Änderung ihrer Schwingungszahlen.

Dieses Resultat über die Trager der Bogen- und der Funkenlinien gewisser Elemente und die Feststellung der Bildung ein- und mehrwertiger positiver Atomionen dieser Elemente regen uns zu folgenden Überlegungen an.

Wie bereits oben dargelegt wurde, ist ein neutrales Atom eine Anordnung von Teilen, unter denen auf jeden Fall elektrische Quanten, insonderheit Serienelektronen vorkommen; diese Anordnung ist als neutrales Atom stabil, wird sie äußeren Kraften unterworfen, so wird sie zwar deformiert und entwickelt Gegenkräfte, aber sie zerfallt nicht. Nun kann man von einer solchen

zu den experimentell sicher gestellten Tatsachen rechnen Auch steht sie in keinem unmittelbaren Zusammenhang mit dem Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien Indes ist sie im Falle der Wasserstoffkanalstrahlen bei der Untersuchung dieses Effektes nebenher zu beobachten, und ihre Deutung fuhrt auf eine anschauliche und mit der elektromagnetischen Theorie vertragliche Vorstellung über die Anregung der Schwingungen der Serienelektronen der Kanalstrahlen in einer ausgezeichneten Achse. Darum sei sie hier kurz beschrieben.

Die ruhende Intensität der Bandenlinien und auch der Serienlinien, die in einem Kanalstrahlenbündel zur Emission gebracht werden, zeigt in den bis jetzt untersuchten Fallen keine merkliche Polarisation in bezug auf die Achse der Kanalstrahlen.

Dagegen ist die bewegte Intensität der Serienlinien des Wasserstoffs zu einem kleinen Bruchteil in der Weise polarisiert, daß fur einen senkrecht auf die Kanalstrahlenachse blickenden Beobachter die elektrischen Lichtschwingungen parallel der Kanalstrahlenachse etwas intensiver sind als die senkrecht dazu stehenden Schwingungen. Es liegt folgende Deutung dieser Beobachtung nahe.

Wird ein elektrisches Quantum, insonderheit in einer bestimmten Achse beschleunigt, so nimmt gemäß der Maxwellschen elektromagnetischen Theorie ein senkrecht zu der Achse auf das Elektron blickender Beobachter eine Strahlung wahr, deren elektrischer Schwingungs-Vektor parallel der Beschleunigungsachse steht. In der Tat haben Ch. G. Barkla [1]), E. Baßler [2]) und J. Herweg [3]) an der von einer Antikathode kommenden Röntgenstrahlung feststellen konnen, daß in ihr für einen senkrecht auf das Kathodenstrahlenbundel blickenden Beobachter die Intensitat der Schwingungen parallel der Kathodenstrahlenachse etwas großer ist als diejenige der Schwingungen senkrecht dazu, eine Erscheinung, die sich zwanglos dahin erklärt, daß, wie es einleuchtet, die Beschleunigungen der Kathodenstrahlelektronen in der Antikathode parallel der Kathodenstrahlenachse vor den übrigen im Vorkommen und in der Größe ausgezeichnet sind. So leuchtet auch die Annahme ein, daß die Serienelektronen eines Kanalstrahlenteilchens beim Stoß auf ein Gasmolekül vorzugsweise in der Achse der Geschwindigkeit des Kanalstrahls beschleunigt werden. Ist dies

---

1) Ch. G. Barkla, Phil. Trans. **204**, 467, 1907.
2) E. Baßler, Ann. d. Phys. **28**, 208, 1909.
3) J. Herweg, Ann. d. Phys. **29**, 398, 1909.

wirklich der Fall, dann dürfen wir jedenfalls die oben gekennzeichnete teilweise Polarisation der bewegten Intensität der Kanalstrahlen erwarten.

II. Methoden.

6. Methode zur Beobachtung des Quereffektes.

Die Wirkung des elektrischen Feldes auf Spektrallinien für den Fall, daß die Sehachse senkrecht zur Achse des elektrischen Feldes steht, wird Transversal- oder Quereffekt genannt. Für seine Beobachtung hat sich eine Methode[1]) als brauchbar erwiesen, welche auf folgendes Prinzip gegründet ist

In einem verdünnten Gas werden zwei ebene Elektroden parallel zueinander so nahe einander gegenüber gestellt, daß selbst eine große Spannungsdifferenz zwischen ihnen keine selbständige Strömung (Glimmstrom oder Lichtbogen) zu erzwingen vermag. Zu diesem Zweck darf der Elektrodenabstand nicht größer als 3 mm sein, wenn der Druck des Gases so gewählt ist, daß die Länge des Kathodendunkelraumes für ihn mehrere cm beträgt, ferner muß die Glaswand dicht, aber ohne Berührung an die Elektroden gerückt sein, damit sich nicht seitlich in einen sich darbietenden Gasraum ein Glimmstrom zwischen den Rändern der zwei Elektroden herstellen kann. In dem so gewonnenen elektrischen Feld zwischen den zwei Elektroden wird die Emission von Spektrallinien dadurch erregt, daß Kanalstrahlen, die ihren Ursprung außerhalb des Spannungsfeldes haben, in diesem zum Verlauf gebracht werden.

Zum Zweck der Beobachtung des Quereffektes kann man das vorstehende methodische Prinzip in folgender Ausführung verwenden. Wie in Fig. 1 gezeigt ist, sind in einer zylindrischen Röhre von 3—6 cm Durchmesser zwei Elektroden F und K einander in kleinem Abstand gegenüber gestellt. Die eine von ihnen (F) ist eine massive 2—3 mm dicke Aluminiumscheibe, in ihrer Mitte durch einen 3—5 mm dicken, in sie eingenieteten Aluminiumstift gehalten; die andere (K), ebenfalls eine Aluminiumscheibe von 2 mm Dicke, sitzt aufgenietet als Boden auf einem durch seitliche Halterstifte festgemachten zylindrischen 2 cm hohen Ring Diese Elektrode K dient außerdem als Kathode für einen Glimmstrom in dem Gasraum auf

1) J Stark, Ber. Berl. Akad. d. Wiss. **47**, 932, 1913, Ann. d. Phys. **43**, 965, 1914.

ihrer Vorderseite. Zu diesem Zweck ist ihr in 10—15 cm Abstand eine scheibenförmige Anode A gegenubergestellt. Zwischen A und K wird eine Hochspannungsquelle gelegt und es wird der Gasdruck in der Rohre so gewahlt, daß sich vor die Kathode K ein Kathodenfall von 3000—10000 Volt legt; dieser beschleunigt nach der Anode zu in der bekannten Weise die Kathodenstrahlen, nach der Kathode zu die Kanalstrahlen. Diese treten durch die dicht nebeneinander liegenden 1 mm weiten Locher in das Spannungsfeld hinter der Kathode und rufen hier die gewünschte Lichtemission hervor. An den Elektroden K und F des Spannungsfeldes liegt eine Quelle von Gleichspannung. Diese speist im Spannungsfeld, solange in ihm Kanalstrahlen Ionisation hervorbringen, einen unselbständigen Strom und hält zwischen den Elektroden des Spannungsfeldes im Abstand a eine an einem Elektrometer abzulesende Spannungs-

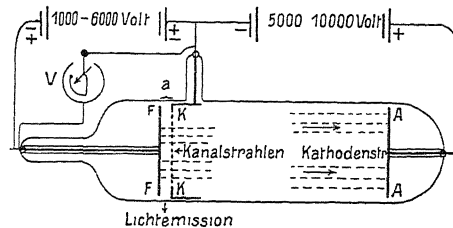



Fig. 1.

differenz V aufrecht. Ist das elektrische Feld zwischen ihnen homogen[1]), so ist $\mathfrak{E} = \frac{V}{a}$ die elektrische Feldstarke in ihm. Damit der unselbstandige Strom im Spannungsfeld nicht in einen gefahrlich starken Lichtbogen umspringen kann, ist in seinen Kreis ein großer Widerstand eingeschaltet, doch darf dieser nicht so groß sein, daß er mehr als 10—20 % Spannung der Gleichstromquelle aufnimmt. Die Starke des unselbständigen Stromes im Spannungsfeld betragt unter regelrechten Bedingungen 1—10 Milliampere Er muß, wie bereits bemerkt wurde, mit einer Gleichspannungsquelle hergestellt werden. Zum Zweck genauer Messungen sind auch die Kanalstrahlen mit konstantem Gleichstrom aus einer Dynamo, Batterie oder Influenzmaschine von 0,4—4 Milliampere Stromstarke zu erzeugen, fur die meisten Zwecke genügt aber hierfur der Strom eines Induktoriums.

1) Ob diese Voraussetzung streng erfullt ist, wird in Abschnitt 12 erörtert.

Es seien hier einige praktische Angaben über Hochspannungsquellen und ihre Schaltung eingefügt. Gute Erfahrungen habe ich mit einer Dynamomaschine von Schuckert (Nürnberg) gemacht, sie besitzt eine elektromotorische Kraft von 5000 Volt und eine maximale Stromstärke von 0,1 Ampere, beansprucht sehr wenig Wartung, ist immer betriebsfertig und hält unbegrenzten Dauerbetrieb aus (Preis mit Motor und Zubehör 1800 M.). Wegen der großen Selbstinduktion des Ankers darf man ihr indes keine schnelle Änderung der Stromstärke zumuten, auch muß man den Kreis, in dem ihr Anker liegt, sorgfältig vor einer elektromagnetischen Schwingung von erheblicher Spannungs-Amplitude hüten. Schaltet man die Dynamo mit anderen Spannungsquellen, etwa mit Hochspannungsbatterien in Reihe, so muß man den einen Pol der Maschine erden und an ihren anderen Pol die Batterien legen; dann wird die größte Spannungsdifferenz, welche der Dynamoanker gegen den geerdeten Feldmagneten annimmt, nur gleich der Maschinenspannung und ein gefährliches Funken zwischen Anker und Feldmagnet bleibt aus. Hochspannungsbatterien vertragen zwar große Stromschwankungen und bei guter Isolation eine große Spannungsdifferenz gegen die Erde, indes begrenzt ihre mäßige Kapazität bei ihrer Verwendung die Zeitdauer spektraler Aufnahmen, ihr Aufladen ist lästig, ihre Lebensdauer selbst bei vorsichtiger Behandlung kleiner als zehn Jahre. Bei den hier beschriebenen Versuchen habe ich eine gut isolierte Batterie in drei fahrbaren Kasten zu 6000 Volt (Preis 3600 M., Lieferant M. Bornhauser in Ilmenau) und eine weniger gut isolierte Batterie von Klingelfuß (Basel) zu 3200 Volt benutzt. Die drei Spannungsquellen wurden in der Reihe: geerdete Elektrode, Dynamo, großer Widerstand, Klingelfuß-Batterie, Bornhauser-Batterie, großer Widerstand, nicht geerdete Elektrode hintereinander geschaltet.

Wichtig ist folgende Schaltung. Man hat die Stromquellen, welche das Spannungsfeld bedienen, vor einer Spannung oder einem Seitenstrom aus dem Kreis des Glimmstroms zu schützen, welcher die Kanalstrahlen erzeugt. Zu diesem Zweck läßt man die gemeinsame Elektrode der zwei Stromkreise dauernd an der Erde liegen.

Dem elektrischen Feld zwischen den Elektroden F und K lassen sich zwei Richtungen geben. Ist F mit dem negativen, K mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden, so erfahren die in das Spannungsfeld eintretenden positiven Kanalstrahlen einen neuen

Geschwindigkeitszuwachs durch die Beschleunigung nach F zu, während die neutralen Kanalstrahlen unbeschleunigt weiter laufen. Ist dagegen F mit dem positiven Pol verbunden, so werden die in das Feld eintretenden positiven Strahlen verzögert; die neutralen Strahlen laufen auch in diesem Falle unbeschleunigt weiter, können sich indes durch Stoß auf ihrem Wege in positive Strahlen verwandeln. Man kann demnach einmal dem elektrischen Feld die gleiche Richtung wie der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen geben (Gleichschaltung, Beschleunigung der positiven Strahlen), man kann aber auch die Richtung des elektrischen Feldes der Richtung der Geschwindigkeit der meisten Kanalstrahlen entgegensetzen (Gegenschaltung). Wählt man nämlich in letzterem Falle den Kathodenfall des Glimmstroms erheblich größer als die Spannungsdifferenz zwischen F und K, so erreichen auch die meisten auf ihrem ganzen Weg positiv bleibenden schnellen positiven Strahlen die Elektrode F, ohne aus dem Feld nach K zurückgeworfen zu werden; nur die erst im Feld durch Stoß der primären Strahlen erzeugten positiven Ionen werden nach der positiven Elektrode zu beschleunigt und laufen immer in der Richtung des Feldes.

Es wird hier mancher Leser die Frage stellen, ob die Gleich- oder Gegenschaltung von Kanalstrahlen und elektrischem Feld vorzuziehen ist. Will man lediglich die elektrische Zerlegung einer Spektrallinie ohne Rücksicht auf den weiter unten gekennzeichneten Intensitätsunterschied zwischen einer lang- und einer kurzwelligen Komponente gleicher Nummer untersuchen, so bietet die Gegenschaltung folgende Vorteile. Erstens ist die Ionisation und damit die Stromstärke im Spannungsfeld bei ihr nicht so groß wie bei der Gleichschaltung, weil infolge des verzögernden Feldes weniger Kanalstrahlen und zudem mit kleinerer Geschwindigkeit auf die Elektrode F fallen. Zweitens ist aus dem gleichen Grunde deren Zerstäubung geringer. Drittens schlägt aus demselben Grunde die unselbständige Strömung im Feld weniger leicht in einen schwachen Lichtbogen um; bei Gegenschaltung lassen sich darum starke Felder bei größerem Querschnitt des Kanalstrahlenbündels konstant halten als bei Gleichschaltung. Viertens verstärken die aus dem Feld durch die Kathodenkanäle in das Glimmstromgebiet geworfenen Kanalstrahlen hier die Ionisation und erhöhen[1]) so die Dichte des Glimmstroms und der von ihm hervorgebrachten Kanalstrahlung.

1) Vgl. J. Stark, Phys. Zeitschr. **11**, 171, 1910.

Infolge der Zerstaubung der Elektroden durch die Kanalstrahlen bedeckt sich die Röhrenwand in manchen Fällen in störend kurzer Zeit mit einem lichtabsorbierenden Metallbeschlag. Um ungehindert hiervon und zudem im ultravioletten Spektrum langdauernde Beobachtungen mit derselben Röhre ausführen zu können, versieht man die Röhre in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise mit einem 3—4 cm langen Seitenrohr, auf das eine Flußspatplatte gekittet wird. Doch darf es an seiner Ansatzstelle nicht weiter als 2—3 mm sein, sonst erzwingt sich leicht ein Glimmstrom an der Ansatzstelle im Spannungsfeld Existenz.

Damit durch die elektrische Kraft nicht die Glimmstromkathode verschoben oder verdreht werden kann, ist sie an ihrem oberen Rande an drei in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks liegenden Punkten festgehalten. Und zwar ist sie in einem dieser drei

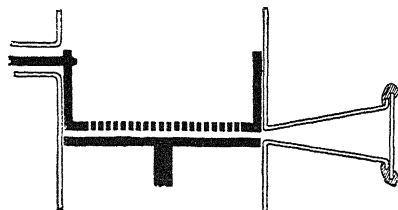



Fig. 2

Punkte durch den 2 mm dicken Aluminiumstift gestützt, der zur Stromzuführung dient (Fig. 2); dieser selbst sitzt in einem Glasröhrchen und ist durch einen 0,75 mm dicken Einschmelzplatindraht in einem seitlichen Ansatzröhrchen festgehalten. In den zwei anderen in der Fig. 1 nicht gezeichneten Stützpunkten wird die Glimmstromkathode von 3 mm dicken Glasstäben gehalten, die aus seitlichen Ansatzröhrchen heraus durch 2 mm weite Löcher konisch in den zylindrischen Ring der Kathode auf gleicher Höhe wie der in Fig. 2 gezeichnete Aluminiumstift eingreifen.

Unter welchen Bedingungen der unselbständige Strom im Spannungsfeld stehen bleibt, ohne in einen Lichtbogenfunken überzuspringen, habe ich an anderer Stelle[1]) ausführlich dargelegt. Hier beschränke ich mich auf folgende Angaben über die erzielbare Stärke des elektrischen Feldes im leuchtenden Gasraum zwischen den Elektroden F und K. Ohne Schwierigkeiten haben

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 994, 1914.

ich und meine Mitarbeiter nach der obigen Methode erst Felder von 50000 Volt $\times$ cm^{-1}, später Felder von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} in Gleich- und Gegenschaltung während langfristiger Aufnahmen halten können; H. Wilsar[1]) hat Beobachtungen mit einem Feld von 63000 Volt $\times$ cm^{-1} gemacht. Was die Prüfung der Homogenität des Feldes betrifft, so gibt die Zerlegung von Spektrallinien dazu selbst ein Mittel in die Hand. Bildet man nämlich das leuchtende Spannungsfeld stigmatisch auf den Spalt eines stigmatisch arbeitenden Spektrographen ab, so erscheinen unter den angegebenen Bedingungen die elektrischen Komponenten einer Linie auf ihrer ganzen Länge parallel zueinander. Hieraus ist zu schließen, daß das sie erzwingende elektrische Feld am Orte der beobachteten Lichtemission homogen ist.

7. Methode zur Beobachtung des Längseffektes.

Fällt bei der Beobachtung der Lichtemission im elektrischen Feld die Sehachse in die Achse des Feldes, so wird die beobachtete Wirkung auf Spektrallinien deren Longitudinal- oder Längseffekt genannt. Dieser hat nicht die gleiche Bedeutung wie der Quereffekt. Während nämlich in diesem Lichtschwingungen parallel und senkrecht zur Feldachse beobachtet werden können, kommen im Längseffekt nur Lichtschwingungen senkrecht zur Feldachse in die Sehachse des Beobachters. Zudem bietet die Beobachtung des Längseffektes größere Schwierigkeiten als diejenige des Quereffektes. Man wird sich also zunächst darauf beschränken, an einigen vorbildlichen Spektrallinien die Verhältnisse des Längseffektes festzustellen, und seine weitere Untersuchung für diejenigen Fälle aufzusparen, in denen ein theoretisches Interesse vorliegt.

An den Serienlinien des Wasserstoffs und des Heliums wurde der Längseffekt des elektrischen Feldes nach folgender Methode[2]) untersucht, sie stellt eine andere Anwendung des oben angegebenen methodischen Prinzips dar. Als Lichterreger in einem Spannungsfeld werden wieder Kanalstrahlen benutzt. Doch wird nunmehr nicht wie beim Quereffekt die Feldachse in die Achse der Kanalstrahlen gelegt, sondern senkrecht zu dieser gestellt. Die Beobachtung erfolgt durch Löcher in der Anode des Spannungsfeldes hindurch, also in der Achse des Feldes und senkrecht zur Achse der

1) H. Wilsar, Gött. Nachr. 1914, 21. Febr.

2) J. Stark u. G. Wendt, Gött. Nachr. 1913, 20. Dez. 1913, Ann. d. Phys. **43**, 963, 1914.

Kanalstrahlen Auf diese Weise wird erreicht, daß nur Licht aus dem Spannungsfeld in die Sehachse gelangt und kein Doppler-Effekt an den Linien der primären Kanalstrahlen stören kann In der ausführlichen Mitteilung über diese Beobachtungen ist auch dargelegt, aus welchen Gründen auch ein Doppler-Effekt infolge der Beschleunigung der positiven Strahlen und Atomionen im Spannungsfeld sich nicht störend bemerkbar machen konnte

Die Einzelheiten der gewählten Versuchsanordnung waren folgende. Fig. 3 gibt den axialen Schnitt durch die Glimmstrom-

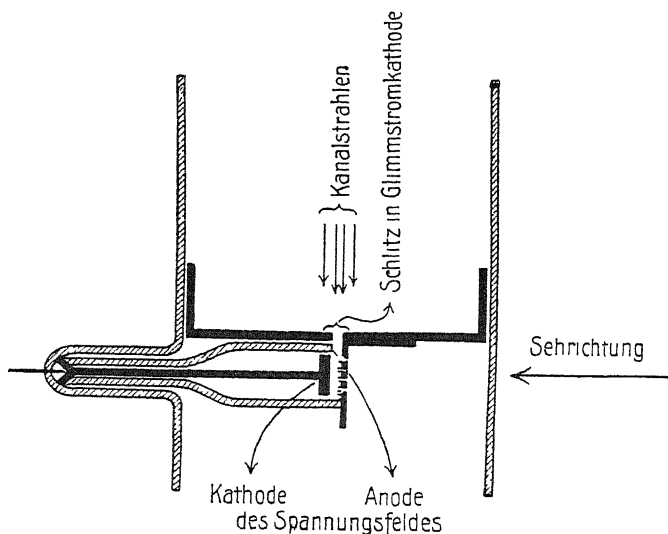



Fig. 3.

kathode und das Spannungsfeld. In der Mitte des Bodens der Glimmstromkathode ist ein 3 mm langer, 1,5 mm breiter Schlitz angebracht, durch diesen tritt ein Kanalstrahlenbündel von gleichem Umriß in das Spannungsfeld hinter der Kathode. Auf deren Rückseite ist nämlich die Aluminiumanode des Spannungsfeldes aufgenietet, so daß die Kanalstrahlen gerade an ihrer Oberfläche entlang laufen. Parallel ihr gegenüber in 1,5 mm Abstand ist als Kathode des Spannungsfeldes eine Aluminiumscheibe von 8 mm Durchmesser aufgestellt, so daß ebenfalls das Kanalstrahlenbündel an ihrer Oberfläche entlang läuft Über die Aluminiumscheibe ist ein vorne abgeschliffenes Glasrohr so weit geschoben, daß sein

vorderer Rand (punktiert) die Anodenflache beruhrt. Indes ist in dem Glasrohr unterhalb des Schlitzes in der Glimmstromkathode eine 3 mm lange, 1,5 mm breite Öffnung gelassen, so daß das Kanalstrahlenbündel unbehindert in das Spannungsfeld eintreten kann Es ist sorgfaltig darauf geachtet, daß die uber die Aluminiumscheibe geschobene Glasröhre diese und die uber ihr sitzende Glimmstromkathode nicht beruhrt, sondern uberall 0,5—0,75 mm Abstand von ihnen halt

In der Anode des Spannungsfeldes sind dicht nebeneinander drei Reihen 1 mm weiter Locher angebracht Durch diese hindurch, also in der Achse des Spannungsfeldes und senkrecht zum Kanalstrahlenbundel kann der Langseffekt beobachtet werden.

8. Methode der ersten Kathodenschicht.

Nachdem einmal mit Hilfe der oben beschriebenen Methode die elektrische Zerlegung von Spektrallinien erfolgreich untersucht worden ist, liegt es nahe, nach anderen Fallen zu suchen. in denen die Emission von Spektrallinien in einem hinreichend starken elektrischen Feld erfolgt. So kommen in der positiven Saule des Glimmstromes und des Lichtbogens gleichzeitig Lichtemission und elektrisches Feld vor Hier ist die elektrische Feldstarke bei 10 mm Gasdruck von der Ordnung 100 Volt $\times$ cm^{-1}, bei 760 mm Druck von der Ordnung 3000 Volt $\times$ cm^{-1} bei kleiner Stromstärke. Es wird also durch Anwendung von großer Dispersion bei niedrigem Druck und schon mit Hilfe von kleinerer Dispersion bei hoherem Druck gelingen, an geeigneten Linien die Zerlegung durch die elektrische Kraft in der positiven Säule zu beobachten Dabei muß man sich erinnern, daß das Spannungsgefalle in der positiven Saule mit wachsender Stromstarke und auch bei zunehmender Dichte eines in das Gas eingefuhrten Metalldampfes abnimmt. So besitzt der nicht oszillatorische oder Glimmstromfunke zwischen Metallpolen in freier Luft eine sehr viel kleinere Stromstarke und darum ein großeres Spannungsgefälle als der oszillatorische oder Lichtbogenfunke In jenem werden also elektrisch empfindliche Spektrallinien weiter als in diesem zerlegt werden. Bis jetzt liegen indes noch keine Beobachtungen über die Zerlegung von Spektrallinien in der positiven Säule vor

Ein anderer Fall von Lichtemission in einem elektrischen Feld liegt in der ersten Kathodenschicht des Glimmstromes vor. In ihr wird ja wie in der oben beschriebenen Methode das Gas

durch die Kanalstrahlen, welche auf die Kathode zulaufen, und zu einem kleinen Teil auch durch die von ihr weglaufenden Kathodenstrahlen zum Leuchten angeregt und das elektrische Feld, in welchem es statthat, ist eben dasjenige, welches die elektrischen Strahlen vor der Kathode beschleunigt Und zwar ist dieses Feld in der ersten Kathodenschicht des Glimmstroms besonders in unmittelbarer Nahe der Kathode betrachtlich. Aus diesem Grunde habe ich bereits in meiner ersten Mitteilung uber den Effekt des elektrischen Feldes darauf hingewiesen, daß sich dieser in jener Partie des Glimmstromes nachweisen lassen wird. Bald darauf gelang dies in der Tat A. Lo Surdo[1]).

Fur quantitative Untersuchungen uber den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien ist nun freilich die Methode der ersten Kathodenschicht wenig geeignet[2]) Es ist namlich das elektrische Feld in dieser Strompartie nicht homogen, sondern nimmt von der Kathode weg nach dem Dunkelraum zu erst langsam, dann ziemlich rasch ab. Es hält schwer, einer Linien-Zerlegung, die an einem bestimmten Stromquerschnitt vor der Kathode beobachtet wurde, die sie erzeugende elektrische Feldstarke zuzuordnen, da die Messung des Spannungsgefalles mit Hilfe von Sonden ungenau und umstandlich ist. Weiter hat notgedrungen das elektrische Feld in der ersten Kathodenschicht immer dieselbe Richtung wie die Geschwindigkeit der das Leuchten hervorrufenden Kanalstrahlen (im weiteren Sinne), es laßt sich nicht wie bei der oben angegebenen Methode den Kanalstrahlen entgegenrichten.

Auf der anderen Seite hat die Methode der ersten Kathodenschicht den Vorteil, daß sie nur eine einzige Spannungsquelle erfordert und daß hierfur sogar ein Induktorium ausreicht. Fur Vorfuhrungszwecke, ferner fur qualitative Beobachtungen wird sie darum ihren Zweck erfullen. Und A Lo Surdo[3]) und L. Puccianti[4]) haben sich ein Verdienst erworben, daß sie die Methode der ersten Kathodenschicht ausgearbeitet haben. Um nämlich eine große Feldstarke vor der Kathode zu erzielen, haben sie von der bekannten Tatsache Gebrauch gemacht, daß der Kathodenfall fur einen bestimmten Gasdruck bei Vergrößerung der kathodischen Stromdichte infolge von Querschnittsverringerung stark ansteigt

---

1) A. Lo Surdo, Phys. Zeitschr. **15**, 122, 1914.
2) J. Stark, Phys. Zeitschr. **15**, 215, 1914.
3) A. Lo Surdo, Rend. d. Linc. **23**, 143, 1914.
4) L. Puccianti, Rend. d. Linc. **23**, 329, 1914.

So haben sie die Glimmstromkathode in einer engen Glasröhre untergebracht und dadurch ein Spannungsgefalle erhalten, das zur Zerlegung der Wasserstofflinien ausreichte.

9. Methoden zur Einführung eines beliebigen Elementes in das leuchtende Spannungsfeld.

Besitzt das Element, an dessen Linien der elektrische Effekt untersucht werden soll, bereits bei Zimmertemperatur einen merklichen Dampfdruck, so kann sein Gas oder Dampf zur Fullung der Kanalstrahlenrohre, unter Umstanden in Mischung mit einem anderen Gas benutzt werden. Es erscheinen dann in den Kanalstrahlen seine Linien in ruhender und bewegter Intensität.

Ist diese Voraussetzung nicht erfullt, so kann man bei gewissen Elementen an Stelle des gasformigen unverbundenen Elementes eine schon bei mäßiger Temperatur flüchtige Verbindung von ihm dem Gasinhalt der Kanalstrahlenrohre beimischen und erhalt so seine Linien in dem leuchtenden Spannungsfeld Doch muß die Verbindung die Eigenschaft haben, daß sie sich leicht wieder aus ihren Komponenten zuruckbildet, wenn sie im Glimmstrom zersetzt wird. So laßt sich Kohlenstoff in den Kanalstrahlen leicht in der Verbindung mit Sauerstoff (CO_2, CO), dagegen nicht in Verbindung mit Wasserstoff untersuchen Die Kohlenwasserstoffe werden namlich durch Kanal- und Kathodenstrahlen rasch in Wasserstoff und festen auf die Wände sich absetzenden Kohlenstoff zersetzt, ohne sich in genugender Menge hieraus wieder zu erneuern Weitere Angaben uber diese Methode sind an anderer Stelle[1]) mitgeteilt

Eine dritte Methode. die Atome eines festen metallischen Elementes in das leuchtende Spannungsfeld zu bringen, besteht darin, dessen Elektroden aus ihm herzustellen und die Glimmstromröhre mit einem Gas zu fullen, dessen Kanalstrahlen das Metall der Elektroden des Spannungsfeldes stark zerstauben. Die zerstaubten Metallatome werden dann im Kanalstrahlenbundel uberwiegend zur Emission ruhender Intensitat angeregt. Diese Methode ist bereits an Aluminium und Eisen erfolgreich erprobt worden.

Bei den Alkalien und alkalischen Erden läßt sich endlich eine vierte Methode mit Vorteil verwenden, welche der Zerstaubungsmethode ahnlich ist Fallen namlich hinreichend schnelle Kanal-

1) J. Stark u. H Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 1018, 1914.

strahlen auf farblose Salze oder Oxyde der Alkalien oder alkalischen Erden, so leuchtet die Salzoberfläche ziemlich intensiv in den Serienlinien des Metalls. Diese interessante Erscheinung ist zuerst von V. Carlheim-Gyllensköld[1]) und G. Wendt und mir[2]) untersucht worden. Es läßt sich zeigen, daß die Emission der Serienlinien nicht innerhalb des festen Salzes, sondern in dem Gasraum unmittelbar an der Salzoberfläche erfolgt und zum mindesten wahrscheinlich machen, daß die Serienemission hierbei in folgender Weise zustande kommt. Durch einen auf ein Salzmolekül fallenden Kanalstrahl wird das Metallatom als positives Ion herausgeworfen und zugleich zur Emission seiner Serienlinien angeregt. Absorbiert die feste Salzoberfläche nicht ihre Schwingungsenergie, so kann diese von den abgesprengten Atomionen in den Gasraum hinübergetragen und dann hier ausgestrahlt werden. Wie nach dieser Auffassung zu erwarten ist und wie in der Tat die Beobachtung bestätigt, ist die leuchtende Gasschicht an der Salzoberfläche um so dicker, je größer die Geschwindigkeit der abgesprengten Metallionen ist; denn um so weiter vermögen diese vorwärts zu fliegen, ehe ihre bei der Abtrennung angeregte Lichtemission erlischt. Bei einem und demselben Metall, z. B. Natrium, ist demnach die leuchtende Schichtdicke um so größer, je größer die kinetische Energie der auffallenden Kanalstrahlen, je größer also der sie erzeugende Kathodenfall ist. Sie ist ferner für einen und denselben Kathodenfall um so größer, je kleiner das Gewicht des Metallatoms ist. So liefert Lithium leicht Schichtdicken bis zu 3 mm, bei Natrium läßt sich indes schon eine Schichtdicke von 1 mm nur schwer erzielen und noch dünner wird sie bei den schwereren Alkalien. Ähnlich steht es in der Reihe der alkalischen Erden.

Abgesehen von der Lichterregung bei der Abtrennung können die zerstäubten Metallatome bei dieser Methode noch durch den Stoß von Kathoden- oder Kanalstrahlen im Spannungsfeld zu Lichtemission angeregt werden. So ist zu verstehen, daß die vorstehende vierte Methode bei richtiger Handhabung eine intensive Lichtemission im Spannungsfeld liefert. In der Tat läßt sich bei Lithium, Natrium und Calcium nach dieser Methode eine sehr intensive Lichtemission im Spannungsfeld erhalten. Um rasch hintereinander

1) V. Carlheim-Gyllensköld, Arch. f. Mat., Astr. och Fys. 4, Nr. 33, 1908.
2) J. Stark u. G. Wendt, Ann. d. Phys. 38, 669, 1912.

mit Hilfe derselben Kanalstrahlenrohre verschiedene Elemente nach dieser Methode untersuchen zu können, haben wir[1]) sie in folgender Weise ausgearbeitet.

Auf eine flache Scheibe aus Eisen (Fig. 4) wurde uber einer Vertiefung in ihr ein dunnes mit vielen Lochern versehenes Platinblech gespannt, so daß es 0,25—0,5 mm unter dem Rand der tellerartigen Eisenscheibe und 0,5—0,75 mm uber dem Boden in dieser sich hielt Auf den so zugerichteten Halter wurde das zu untersuchende Metallsalz aufgeschichtet, erst wasserfrei gemacht und dann von oben und unten her so stark erwarmt, daß es schmolz und zwischen Eisenscheibe und Platinblech floß. Darauf wurde neues Salz in solcher Menge aufgeschichtet, daß bei erneutem Schmelzen eine den Tellerrand uberragende Salzschicht sich bildete. Gleich zu Beginn des Erstarrens, während das Salz noch weich war, wurde dann mit einer Feile die Salzschicht eben gemacht und konnte darauf zusammen mit ihrem Trager in die Kanalstrahlenrohre eingesetzt werden Das Platinblech wurde deswegen in das Salz unmittelbar unter dessen Oberflache eingeschmolzen, um erstens den Stromwiderstand in der Salzschicht klein zu machen und um zweitens einen guten Zusammenhalt in der Salzschicht zu verburgen

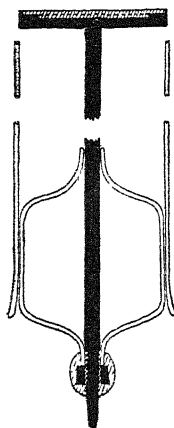



Fig 4.

Wie aus der Fig. 4 weiter zu ersehen ist, war der das zu untersuchende Salz tragende Eisenteller zentrisch auf einen 5 mm dicken, 20 cm langen Eisenstab aufgesetzt. Dessen anderes Ende lag in dem Mund eines Schliffverschlusses der Kanalstrahlenröhre. Dieser Schliffverschluß war mit etwas Hahnfett gedichtet. Auf das untere Ende des Eisenstabes war ein Gewinde aufgeschnitten, auf diesem wurde eine Laufschraube so eingestellt, daß der von dem Stab gehaltene Eisenteller gerade den richtigen Abstand von der Glimmstromkathode hatte, wenn die Schraube fest an dem Glasrohr saß. Darauf wurde dieses uber die Schraube hinweg mit dem Eisenstab mit Siegellack gut verkittet. Sollte ein neues Salz untersucht werden, so wurde der Schliffverschluß mitsamt dem Eisenstab und dem auf ihm sitzenden Teller aus der Rohre

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann d. Phys. **43**, 1021, 1914.

herausgenommen und nach Beschickung des Tellers mit dem neuen Salz wieder eingesetzt.

Die hierbei von uns verwendete Kanalstrahlenröhre hatte die Form, die bereits fruher beschrieben wurde. Sie war also am Spannungsfeld mit einem Seitenrohr versehen, auf welchem eine Flußspatplatte saß.

Bei Fullung der Kanalstrahlenrohre mit Wasserstoff waren die untersuchenden Salze oberflachlich rasch zu Metall reduziert worden. Aus dessen Oberflache hatten dann die zerstaubten Metallionen nicht leuchtend austreten konnen, man hatte so nur die geringe Lichtemission im Spannungsfeld an den hier von Strahlen gestoßenen zerstaubten Metallatomen erhalten Wir haben darum die Kanalstrahlenröhre bei diesen Beobachtungen mit Sauerstoff betrieben, indem wir durch elektrische Heizung eines mit Kaliumchlorat gefullten Seitenrohres dauernd Sauerstoff in die Rohre entwickelten und aus dieser dauernd Gas abpumpten So ließ sich zwar eine Schwarzung der bestrahlten Salze nicht ganz vermeiden, immerhin blieb aber die Lichtemission über ihnen hinreichend intensiv.

In der vorstehenden Weise haben wir Lithium, Natrium, Magnesium und Calcium untersucht. Wir verwendeten hierbei die Chloride dieser Metalle.

10. Optische Methoden.

Der Zeeman-Effekt ist fur alle Serienlinien von derselben Größenordnung. Es konnen daher in einem bestimmten Teil des Spektrums die Linien verschiedener Elemente mit Hilfe desselben Spektrographen untersucht werden. Anders liegt die Sache bei dem Effekt des elektrischen Feldes Er ist fur gleichnamige Linien verschiedener Elemente, ja sogar für Linien desselben Elementes um eine oder zwei Zehnerpotenzen verschieden; für seine Untersuchung an verschiedenen Linien sind darum Spektrographen von verschiedener Dispersion zu verwenden.

Fur die Beobachtung des elektrischen Effektes an den diffusen Nebenserien des Wasserstoffs, Heliums und Lithiums ist ein Prismen- oder Gitterspektrograph von 1 mm : 10—20 Å Dispersion geeignet So habe ich meine ersten Beobachtungen an Linien dieser Elemente mit einem Zweiprismenspektrograph, dessen Objektive 30 cm Brennweite besaßen, ausgeführt In den späteren Beobachtungen

verwendete ich ein Rowlandsches Konkavgitter von 1,5 m Radius, das in der ersten Ordnung eine Dispersion von 1 mm:9 Å besaß Indes war dieses Gitter zur Beobachtung des elektrischen Effektes an den Linien schwererer Elemente und auch an den scharfen Serien jener leichten Elemente nicht mehr ausreichend. Hierfur ist ein Konkavgitter von 3 oder 6 m Radius zu verwenden oder auch ein Plangitter, das mit Objektiven von großer Brennweite ausgerustet ist. Es durfte nämlich eine Dispersion von 1 mm:1—5 Å erforderlich sein

Ein großer Nachteil der angegebenen Methode zur Erzielung von Lichtemission in einem starken elektrischen Feld besteht darin, daß die Intensitat der Spektrallinien aus dem Spannungsfeld gering ist. Dieser Umstand verlangt selbst bei Verwendung lichtstarker Spektrographen eine Expositionszeit von mehr als einer Stunde. Dieser Nachteil macht sich vor allem bei der Untersuchung der Serienlinien von höherer Gliednummer hindernd bemerkbar. Deren Intensitat nimmt ja ohnedies mit wachsender Gliednummer rasch ab und zudem werden sie im allgemeinen in mehr gleich intensive Komponenten als die niedrigen Gliednummern durch das elektrische Feld zerlegt, so daß auf die einzelne Komponente nur mehr eine geringe Intensitat entfallt.

Aus diesem Grunde ist der Lichtstarke des Spektrographen, der Fullung seiner Öffnungen mit dem schwachen Licht aus dem Spannungsfeld große Sorgfalt zuzuwenden. Bei der Verwendung eines Konkavgitters hat man dessen Astigmatismus zu beachten. Dieser fallt hierbei um so schwerer ins Gewicht, als man bei derartigen Untersuchungen dem Spalt meist nicht in seiner ganzen Lange Licht zufuhrt, sondern von dem leuchtenden Spannungsfeld ein Bild von nur geringer Hohe im Verhaltnis zur Länge des Spaltes auf diesen entwirft Infolge der astigmatischen Wirkung des Konkavgitters wird das Bild eines Spalt-Lichtpunktes in einen um so langeren Bildstrich im Spektrum auseinander gezogen, je größer der Winkel zwischen dem Strahlenbundel des Bildes und der Gitternormale ist Stellt man darum das Konkavgitter so auf, daß das einfallende Lichtbundel angenahert in der Gitterachse liegt, so ist die Abbildung nur in der ersten Ordnung in der Nähe der Gitterachse noch angenahert stigmatisch, infolge der in immer längere Striche ausartenden Abbildung von Spaltpunkten in den hoheren Ordnungen wird hier die spez Lichtintensitat auf der Platte so klein, daß selbst stigmatisch sehr intensiv herauskommende Linien

kaum sichtbar werden. Will man an einer zu untersuchenden Linie im Interesse der Lichtstarke mit angenahert stigmatischer Abbildung arbeiten, so muß man die Gitterachse gegen das einfallende Lichtbundel so weit drehen, daß das Bild der Linie in die unmittelbare Nahe der Gitterachse zu liegen kommt.

Mancher Leser wird vielleicht hier die Frage stellen, ob fur die Untersuchung der elektrischen Zerlegung der Serienlinien des Wasserstoffs, welche ja zunachst am wichtigsten ist, ein Prismen- oder ein Gitterspektrograph vorzuziehen ist. Vielleicht ist ihm die Kenntnis meiner Erfahrungen in dieser Hinsicht dienlich. Fur den angegebenen Zweck ist mindestens eine Dispersion von 1:18 mm:Å erforderlich; mit einer derartigen Dispersion fur H_α, H_β, H_γ und H_δ hat der Spektrograph eine moglichst große Lichtstarke zu verbinden.

Diese Forderung vermag fur H_α und H_β selbst ein Spektrograph von zwei großen Verbundprismen nicht zu erfullen, fur H_γ und H_δ liefert ein solcher Apparat wohl eine ausreichende Dispersion, indes ist dann die Lichtstarke infolge der Absorption unter das fur die Feinzerlegung erforderliche Maß herabgegangen. So habe ich mich entschlossen, aus meinem Zweiprismenapparat das eine Prisma fortzunehmen, sein eines machtiges Verbundprisma fur das Gebiet λ 4300—3890 Å auf moglichst große Lichtstarke und Scharfe einzustellen und hierbei die Abweichung dieses Spektralgebietes vom Minimum der Ablenkung so groß zu wahlen, daß die Dispersion fur λ 4100 Å ungefahr 1:16 mm:Å betragt fur ein Kamera-Objektiv von 30 cm Brennweite Als solches verwende ich ein Zeiß-Tessar von 1:3,5 Öffnungsverhaltnis; das Spaltrohrobjektiv ist ein Achromat von 30 cm Brennweite und 1 6,5 Offnungsverhältnis. Der so eingestellte Prismenspektrograph liefert H_δ in Feinzerlegung fur ein Feld von 74000 Volt $\times$ cm^{-1}; mit ihm sind die weiter unten mitgeteilten Resultate uber H_δ und H_ε erhalten. Fur H_γ und H_β ist seine Lichtstarke zwar betrachtlich großer als fur H_δ, indes ist fur diese Linien, insbesondere fur H_β seine Dispersion unzureichend

Fast die gleiche Lichtstarke für H_δ wie mit diesem Prismenapparat ist bei gleicher Dispersion mit dem von mir zusammengebauten Plangitterspektrographen zu erzielen. Indes läßt sich dieser nicht gleichzeitig für H_β, H_γ und H_δ scharf einstellen, und da mir H_δ von dem Prismenapparat geliefert wird, so habe ich den Gitter-

spektrographen fur H_β—H_γ scharf eingestellt. Er hat so fur H_β eine Dispersion von 1 · 15,3 mm : Å, fur H_γ von 1 · 17 mm · Å und dank seiner sonstigen Eigenschaften eine große Lichtstarke für dieses Spektralgebiet. Sein Plangitter[1]) besitzt namlich 15000 Striche auf dem Zoll und eine geteilte Flache von 6,8 × 9,9 cm²; die Lichtstarke in der ersten Ordnung auf der einen Seite übertrifft weitaus alle anderen Ordnungen und die andere Seite; der erste Geist kommt erst bei starker Überlichtung einer Linie heraus Das Plangitter ist ausgerustet mit einem Zeiß-Tessar von 59 cm Brennweite und 1 6,3 Öffnung als Spaltrohrobjektiv und einem Zeiß-Tessar von 50 cm Brennweite und 1 : 4,5 Öffnung als Kameraobjektiv; das Gitter ist gegen die Achse des Kollimatorobjektivs so geneigt, daß die Dispersion für H_β und H_γ den angegebenen Wert besitzt Mit diesem Gitterspektrographen gelang es uns, bei H_β und H_γ durch Felder von 48000 und 74000 Volt × cm⁻¹ neben den intensiven Komponenten der Grobzerlegung zahlreiche weitere weniger intensive Komponenten herauszuholen. Seine Dispersion und Lichtstarke fur H_α durfte wahrscheinlich auch fur die Feinzerlegung dieser Linie ausreichen

Aus dem Vorstehenden geht hervor, daß ein Plangitterspektrograph von den angegebenen Eigenschaften unterhalb von H_γ selbst einem sehr guten Prismenspektrographen an Dispersion und Lichtstarke ebenburtig ist; oberhalb von H_γ bis ins Rot genugt nur der Gitterspektrograph der Forderung ausreichender Dispersion bei großer Lichtstärke. Gelingt es mir in den Besitz eines Plangitters von noch großerer geteilter Flache zu gelangen, so kann ich entweder die Dispersion durch großere Neigung weiter steigern, ohne unter die frühere Lichtstarke herunterzugehen, oder ich verfuge bei gleicher Dispersion uber einen Apparat von größerer Lichtstarke

Große Sorgfalt ist bei der Einstellung von leuchtendem Spannungsfeld und Spektrograph aufeinander der Fullung des Prismas bzw. Gitters und der Objektive mit dem Licht der zu untersuchenden Linien zuzuwenden. So benütze ich fur die Fullung der Spaltrohrobjektive der zwei beschriebenen Spektrographen Tessare von 5 cm Brennweite und 1 : 3,5 Öffnung. Die Spektrographen (oder

---

1) Das Gitter ist bezogen von John A. Brashear Co. Ltd. in Pittsburgh, Penn'A, U. S. A. Dieses Haus hat eine große Anzahl sehr guter Konkav- und Plangitter vorratig.

auch die Rohre) werden so lange gedreht oder verschoben, bis die Öffnung des Prismas oder des Gitters von dem Bildort in der Kamera aus gesehen vollstandig und moglichst intensiv von dem Licht der Linie H_β gefullt erscheint. Und vor jeder Aufnahme bringe ich das Auge an den Bildort dieser Linie und sehe nach der Offnung des Dispersionskorpers, um die Fullung nachzuprufen, einmal für die unzerlegte Linie H_β und einmal fur ihre Zerlegung. Durch Vorsetzen einer Lupe vor das Auge prufe ich dann auch noch einmal nach, ob die anfangliche scharfe Einstellung der unzerlegten Linie noch vorhanden ist und ob H_β beim Einschalten des sie zerlegenden elektrischen Feldes die zu erwartende Zerlegung zeigt.

Um die elektrischen Komponenten einer Linie deutlich auseinanderzulegen und ihre Schwingungsrichtungen festzustellen, verfahrt man zweckmaßig in folgender Weise Man bildet durch ein achromatisches Objektiv das leuchtende Spannungsfeld scharf auf den Spektrographenspalt ab, zwischen Objektiv und Lichtquelle stellt man in geeignetem Abstand von dieser ein Kalkspatrhomboeder (fur Sichtbar und Ultraviolett) oder ein Wollastonsches Doppelprisma (fur Sichtbar) so auf, daß die infolge der Doppelbrechung entstehenden zwei Bilder des leuchtenden Spannungsfeldes in gleicher Intensitat genau ubereinander liegen und beide die Öffnung des Spektrographen, soweit als uberhaupt moglich, mit Licht fullen. Das doppeltbrechende Stück ist so zu stellen, daß die Schwingungen des einen Bildes auf dem Spalt parallel der Achse des Spannungsfeldes, die des anderen Bildes senkrecht dazu erfolgen. Ist dann eine von der Lichtquelle emittierte Linie unpolarisiert, so liefert die gewahlte Anordnung im Spektrum zwei Linien von ihr, die genau ubereinander liegen. Ist dagegen eine Linie oder eine Komponente einer Linie in bezug auf die Achse des elektrischen Feldes vollstandig polarisiert, so erscheint von ihr nur eine einzige Linie entweder in der oberen oder in der unteren Hälfte des Spektrogramms. Oder auch, mit anderen Worten, die eine, obere oder untere Halfte des Spektrogramms liefert die parallel der Feldachse schwingenden elektrischen Komponenten einer jeden zerlegten Linie, die andere Halfte die senkrecht dazu schwingenden Komponenten.

Um die Abstände der elektrischen Komponenten von der unzerlegten Linie messen zu können, hat man unmittelbar nach der Aufnahme über und unter das Spektrogramm der Lichtemission

aus dem elektrischen Feld die elektrisch nicht zerlegten Linien zu entwerfen. Für mehr qualitative Zwecke verwendet man hierbei nicht die Lichtemission aus dem Kanalstrahlenraum, sondern eine Lichtquelle (Geißlerröhre, Lichtbogen, Funke), welche intensiv ist und die zu untersuchenden Linien scharf liefert, Forderungen, welchen leider nicht in allen Fällen voll genügt werden kann. Man deckt den Spalt auf der Länge, auf welcher zuvor die zwei polarisierten Bilder des leuchtenden Spannungsfeldes entworfen waren, mit einem Streifen Papier ab, stellt dann die Vergleichslichtquelle zwischen Objektiv- und Kanalstrahlenröhre dicht vor dieser in der Achse Spannungsfeld—Objektiv auf und entwirft durch dieses ein unscharfes Bild von ihr auf den Spalt. Die Belichtungsdauer, die hierbei zur Erzielung richtig geschwärzter Linien anzuwenden ist, hat man vor der Aufnahme des leuchtenden Spannungsfeldes in besonderen Aufnahmen ausprobiert.

Will man freilich die Abstände der elektrischen Komponenten von der unzerlegten Linie genau messen, so ist das vorstehende Verfahren unzulässig. Man muß vielmehr zur Entwerfung der unzerlegten Vergleichslinien die Lichtemission der Kanalstrahlen selbst verwenden und die in Abschnitt 18 besprochenen Vorsichtsmaßregeln befolgen.

Das obige optische Verfahren läßt sich sowohl auf den Quer- wie auf den Längseffekt des elektrischen Feldes anwenden. Was den letzteren betrifft, so ist noch eine ergänzende Untersuchung anzustellen. Nimmt man ihn nämlich in der angegebenen Weise auf, so erweisen sich, wie zu erwarten ist, die Komponenten einer elektrisch zerlegten Linie als nicht geradlinig polarisiert. Um zu entscheiden, ob sie zirkular polarisiert oder unpolarisiert sind, hat man nach einer Aufnahme von der beschriebenen Art eine zweite Aufnahme zu machen, welche genau die Anordnung für die erste bis auf folgenden Punkt benutzt. Vor das doppelbrechende Stück (Kalkspat oder Wollaston) wird eine für die zu untersuchende Linie ausgewählte Viertelwellenlänge-Glimmerplatte so gestellt, daß ihre Schwingungsebene einen Winkel von 45° mit der Achse des elektrischen Feldes bildet; sie verwandelt dann zirkular polarisiertes Licht in geradlinig polarisiertes Licht, das parallel der Feldachse oder senkrecht zu ihr schwingt. Erscheinen bei dieser Anordnung in der neuen Aufnahme die elektrischen Komponenten in gleichem Intensitätsverhältnis wie in der vorausgehenden Aufnahme genau übereinander, so ist zu schließen, daß sie vollständig unpolarisiert sind.

III. Abstand und Intensitätsverhältnis der elektrischen Komponenten einer Linie in Abhängigkeit von der Feldstärke.

11. Beispiel der elektrischen Zerlegung einer Linie im Quer- und Längseffekt.

Es sei hier vorweg bemerkt, daß von mir und denjenigen, welche meine Beobachtungen wiederholten, für Feldstärken kleiner als 30000 $\text{Volt} \times \text{cm}^{-1}$ und bei einer Lichtstärke, welche den stärksten elektrischen Komponenten der Wasserstofflinien eben normale Schwärzung auf der photographischen Platte gab, zunächst nur wenige, nämlich die intensivsten Komponenten der elektrisch zerlegten Serienlinien des Wasserstoffs erhalten wurden; diese Art der Zerlegung sei Grobzerlegung genannt. Später habe ich dann zusammen mit Herrn Kirschbaum durch Anwendung sehr starker elektrischer Felder und auch lichtstarkerer Spektrographen neben den intensivsten Komponenten der Grobzerlegung noch eine große Zahl lichtschwächerer Komponenten der H-Serienlinien herausgeholt; diese Art der Zerlegung sei Feinzerlegung genannt.

An den Komponenten der Grobzerlegung sind vor der Auffindung der Feinzerlegung eine Reihe von Beobachtungen angestellt worden. Insofern sie sich eben auf die intensivsten elektrischen Komponenten erstrecken, verlieren sie nach der Auffindung weiterer Komponenten keineswegs ihren Wert. Indem wir uns zunächst in diesem und in den folgenden Abschnitten auf die Resultate der Grobzerlegung beschränken, gewinnen wir den Vorteil einer leichteren Übersicht über die kennzeichnenden Züge der neuen Erscheinung.

Wenn eine Spektrallinie durch das elektrische Feld in Komponenten zerlegt wird, so darf man erwarten, daß diese bei der Beobachtung senkrecht zum Feld (Quereffekt) in bezug auf die Achse des elektrischen Feldes polarisiert sind; und zwar wird ein Teil der Komponenten elektrisch parallel der Feldachse, der übrige Teil senkrecht dazu schwingen. Fällt dagegen die Sehachse mit der Feldachse zusammen (Längseffekt), so ist zwar wahrscheinlich, daß die beobachteten elektrischen Komponenten einer Linie unpolarisiert sind, immerhin aber ist auch mit der Möglichkeit zu rechnen, daß die Licht emittierenden Elektronen eines Atoms auf Grund eines gewissen Zwanges der Atomstruktur nur in einer ein-

zigen Richtung um Achsen sich drehen können, und daß infolge einer Einstellung der Atome im elektrischen Feld das emittierte Licht teilweise zirkular polarisiert ist.

Es sei gleich vorweg bemerkt, daß wenigstens die bis jetzt untersuchten Linien des Wasserstoffs und Heliums im Längseffekt vollständig unpolarisierte Komponenten geliefert haben. Es wäre aber zu weitgehend, wollte man dieses Resultat hypothetisch auf alle Linien aller chemischen Elemente erweitern. Es sind auf den Längseffekt noch die Linien zahlreicherer Elemente, insbesondere von ferromagnetischen Elementen zu untersuchen.

In der Fig. 5 ist eine schematische Darstellung von dem Quer- und Längseffekt der Wasserstofflinie H_γ gegeben, wie sie für ein Feld schwacher als 40000 Volt $\times$ cm^{-1} bei mäßiger Lichtstärke des Spektrographen erhalten werden. Entsprechend den mit der oben beschriebenen Methode erhaltenen Spektrogrammen sind im Quereffekt die senkrecht und die parallel zum Feld schwingenden Komponenten getrennt übereinander gezeichnet. Wie aus der Figur zu ersehen ist, treten im Quereffekt zwei äußere und zwei innere parallel zum Feld schwingende Komponenten auf; von diesen sind indes die zwei äußeren Komponenten sehr viel intensiver als die zwei inneren und werden darum bei mäßig starker Belichtung der photographischen Platte allein sichtbar. Die Zahl der senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten, die angenähert gleich intensiv herauskommen, beträgt drei, wenigstens für eine Dispersion von 1 mm·8,9 Å und eine Feldstärke von 13000 Volt $\times$ cm^{-1}.

Im Längseffekt zeigt die Linie H_γ unter denselben Bedingungen, unter denen der eben beschriebene Quereffekt erhalten wurde, drei unpolarisierte Komponenten, deren Wellenlängen mit denjenigen der drei Komponenten übereinstimmen, die im Quereffekt elektrisch senkrecht zur Feldachse schwingen.

Zum Vergleich der elektrischen und der magnetischen Zerlegungen einer Linie ist in Fig. 6 der Quer- und der Längseffekt eines magnetischen Feldes auf eine Serienlinie für den Fall des sogenannten normalen Triplets dargestellt. Nach allen Erfahrungen an gleichartigen Serienlinien ist für die Linie H_γ ein normales Zeeman-Triplet zu erwarten, wenigstens wenn bei seiner Beobachtung eine störende Einwirkung eines elektrischen Feldes vermieden wird.

Ein vergleichender Blick auf die Fig. 5 und 6 läßt den großen Unterschied zwischen den zwei Arten von Zerlegungen einer

Serienlinie erkennen. Überraschend mußte auch die Größe des elektrischen Effektes der Wasserstofflinien im Vergleich zu dem

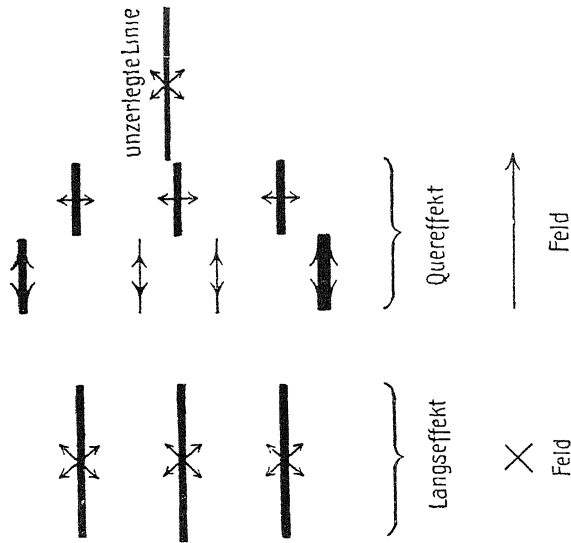



Fig. 5.

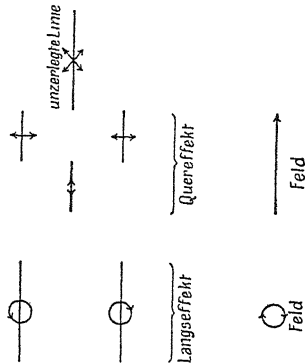



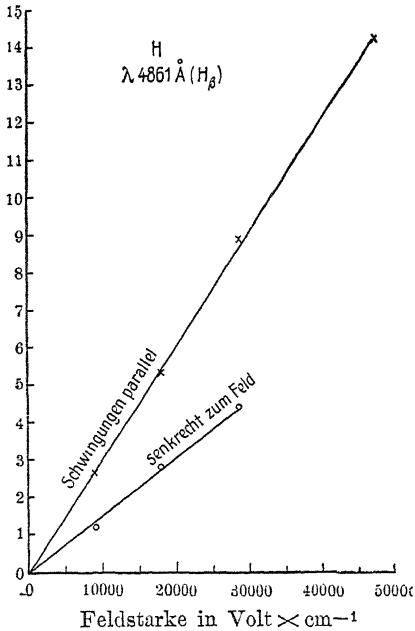
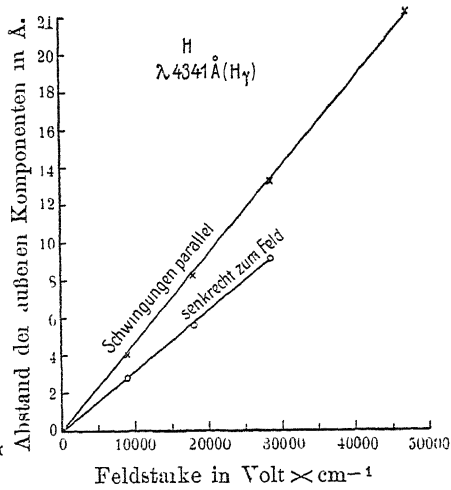
Fig. 6.

Zeeman-Effekt wirken, als die erste Mitteilung uber jenen erschien. Während nämlich der Abstand der äußeren Komponenten im normalen Zeemanschen Triplet fur eine Wellenlange von

λ 4000 Å in einem Feld von 30000 Gauß 0,5 Å beträgt, werden die äußeren Komponenten von H_γ durch ein elektrisches Feld von 30000 Volt × cm⁻¹ auf einen Abstand von 13 Å gebracht.

12. Abhängigkeit des Komponentenabstandes von der Feldstärke.

Um Zweifel an der Genauigkeit der Messung der elektrischen Feldstärke auszuschließen, welche einer beobachteten Zerlegung einer Spektrallinie zuzuordnen ist, hat man die Kanalstrahlen, welche das Leuchten im Spannungsfeld anregen, mit konstantem Gleichstrom zu erzeugen. In Erfüllung dieser Forde-

Feldstärke in Volt × cm⁻¹
Fig. 7

Feldstärke in Volt × cm⁻¹
Fig. 8.

rung sind von mir und H. Kirschbaum[1]) Messungen an Wasserstoff- und Heliumlinien, von H. Wilsar[2]) an Wasserstofflinien über die Beziehung zwischen Zerlegung und Feldstärke angestellt worden. Es wurde hierbei der Abstand der äußeren Komponenten voneinander gemessen, und zwar sowohl der parallel wie der senkrecht zum Feld elektrisch schwingenden Komponenten.

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 991, 1914.
2) H. Wilsar, Gött. Nachr. 1914.

Was die Wasserstofflinien H_β und H_γ betrifft, so ergaben beide Untersuchungen übereinstimmend, daß der Abstand der äußeren Komponenten dieser Linie proportional der ersten Potenz der elektrischen Feldstärke ist. Und zwar geht die Gerade, welche sich interpolatorisch durch die beobachteten Werte von Feldstärke ($\mathfrak{E}$) und Abstand ($\Delta\lambda$) legen läßt, durch den Nullpunkt der Achsen von $\mathfrak{E}$ und $\Delta\lambda$. Dies lassen die von mir und Kirschbaum mitge-

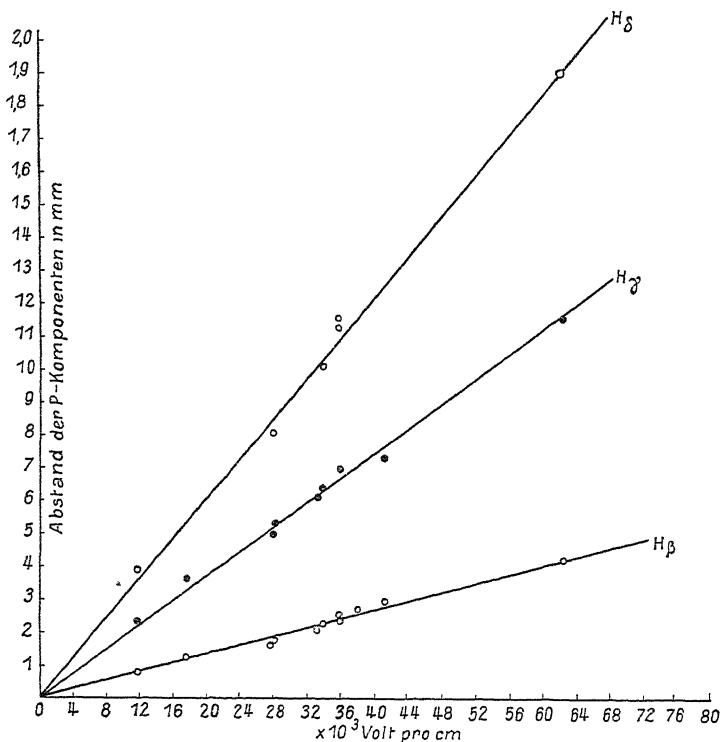
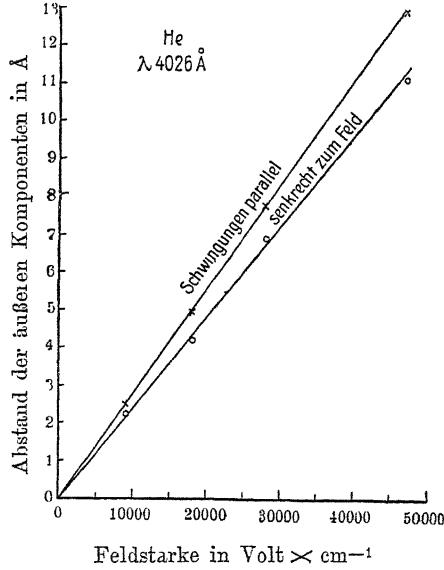
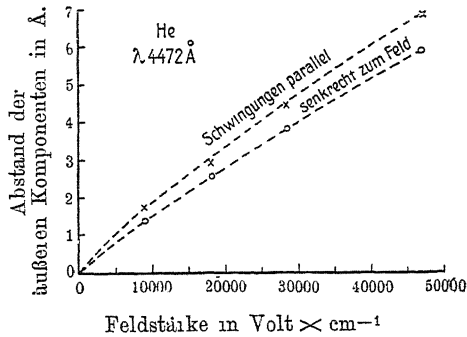



Fig. 9.

teilten Fig. 7 und 8 und die der Abhandlung von Wilsar entnommene Fig. 9 erkennen.

Auch bei der angenähert symmetrisch zerlegten Heliumlinie λ 4026 Å hat sich, wie Fig. 10 erkennen läßt, Proportionalität zwischen Komponentenabstand und Feldstärke ergeben. Dagegen ist diese Beziehung für die stark dissymmetrisch zerlegte Heliumlinie λ 4472 Å nicht in dem gleichen Maße sicher gestellt. Wenn

sie in Wirklichkeit auch bei dieser Linie vorhanden ist, dann mussen die in der Fig. 11 wiedergegebenen Beobachtungen einen systematischen Fehler enthalten.

Feldstarke in Volt × cm⁻¹
Fig. 10.

Es ist hier der Ort, auf die Schwierigkeiten einer genauen Messung der Feldstärke hinzuweisen Es kommt hierbei wenig die Schwierigkeit in Frage, den Abstand zwischen den zwei Elektroden des Spannungsfeldes, der 1—2 mm groß ist, auf 10 %, also

Feldstärke in Volt × cm⁻¹
Fig. 11.

auf 0,1 mm genau zu messen. Vielmehr ist folgender Punkt zu beachten. Oben wurde bemerkt, daß Schärfe und Parallelität der elektrischen Komponenten einer Linie ein Zeichen für die Homogenität des elektrischen Feldes in demjenigen Gebiet zwischen den Elektroden sind, aus welchem der Hauptteil der analysierten Lichtemission kommt. Nun folgt aber hieraus noch nicht mit Notwendigkeit, daß auf dem ganzen Abstand der Elektroden die Feldstärke genau denselben Wert hat, daß somit die Feldstärke, welche eine beobachtete Serienlinie liefert, genau gleich dem Verhältnis von Spannungsdifferenz (V) und Abstand (a) zwischen den Elektroden ist. Es ist ja das Feld zwischen diesen kein statisches, sondern ein Stromfeld; wie unmittelbar vor der Kathode des Glimmstromes kann darum auch unmittelbar an einer der zwei Elektroden des Spannungsfeldes oder an beiden der Spannungsabfall infolge räumlicher Ladungen sehr viel größer sein als in größerem Abstande davon im Gebiete der analysierten Lichtemission Ist dies der Fall, dann ist der wirkliche Wert der Feldstärke, welche einer beobachteten Zerlegung zuzuordnen ist, kleiner als V/a. Ferner ist dann zu erwarten, daß bei gleicher Spannungsdifferenz V und gleichem Abstand a der Spannungsabfall in unmittelbarer Nähe der Elektroden für den Fall der Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen ein anderer ist als für den Fall der Gegenschaltung. In der Tat habe ich für eine Spannungsdifferenz (14000 Volt) bei Gleichschaltung nur dieselbe Zerlegung der H-Linien wie für eine kleinere Spannungsdifferenz (12000 Volt) bei Gegenschaltung erhalten. Dieses Resultat steht in Übereinstimmung mit den Folgerungen über den Verlauf des Spannungsabfalls, welche man aus bekannten Erfahrungen über den Spannungsabfall im Glimmstrom ziehen kann.

Gemäß der vorstehenden Überlegung kann vorderhand den Angaben von Komponentenabständen für eine bestimmte Feldstärke keine große Genauigkeit zuerkannt werden. Diese Angaben dürften vielmehr durchweg etwas zu klein sein. Weniger betroffen von den vorstehenden Folgerungen wird das Resultat, daß die Zerlegung der H-Serienlinien proportional der Feldstärke ist; es ist nämlich wahrscheinlich, daß die elektrischen Felder bei konstantem Elektrodenabstand für die in den obigen Versuchen angewandten Spannungsdifferenzen sich ähnlich blieben. Unberührt von dem vorstehenden Einwand bleibt der Vergleich der Zerlegungen von Linien, welche gleichzeitig aus demselben Feld erhalten worden sind.

13. Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses der äußeren Komponenten ruhender Linien von der Feldstärke.

Es ist bis jetzt noch nicht beobachtet worden, daß das Intensitatsverhaltnis der Komponenten eines normalen Zeemanschen Triplets mit steigender magnetischer Feldstärke sich andert. Dagegen erscheint im Fall der elektrischen Zerlegung das Intensitatsverhaltnis der Komponenten gewisser Linien in merkwürdiger Weise veranderlich mit der elektrischen Feldstarke. Es sind hieruber an mehreren Heliumlinien Beobachtungen angestellt worden. Es sei vor ihrer Mitteilung zunachst ausdrucklich daran erinnert, daß die Heliumlinien in den Kanalstrahlen uberwiegend ruhende Intensitat besitzen.

Auf der Tafel I ist in der Fig. 1a vergroßert die Zerlegung der *He*-Linie λ 4472 Å, in Fig. 1b die Zerlegung der *He*-Linie λ 4026 Å fur drei verschiedene elektrische Feldstarken wiedergegeben, und zwar haben darin die rechts liegenden Komponenten die großere Wellenlange; die obere Halfte der Spektrogramme gibt die parallel zum elektrischen Feld, die untere Halfte die senkrecht dazu schwingenden Komponenten.

Wie aus den zwei Figuren unmittelbar zu ersehen ist, ist fur eine kleine Feldstarke die kurzwellige außere Komponente der Linien sehr viel weniger intensiv als die langwellige Komponente; indes andert sich mit zunehmender Feldstärke das Intensitatsverhaltnis rasch zugunsten der kurzwelligen Komponente und strebt dem Werte Eins zu. Bei beiden Linien ist das Intensitätsverhaltnis fur einen Komponentenabstand von 4 Å nur mehr wenig von Eins verschieden. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Intensitatsdissymmetrie der außeren Komponenten einer Linie wenigstens fur zahlreiche Linien nicht an bestimmte Werte der Feldstarke, sondern an einen kleinen Komponentenabstand geknupft ist, etwa für Abstande kleiner als 3 Å erscheint.

Ganz abgesehen von der theoretischen Bedeutung der vorstehenden Erscheinung ist ihre Beachtung wichtig fur die eingehende Erforschung der vollständigen Zerlegung einer Linie. Um namlich bei kleinen Zerlegungen selbst fur eine große Feldstarke alle Komponenten einer Linie zu erhalten, ist einerseits eine große Dispersion anzuwenden, um die schwachen dicht benachbarten Komponenten aus dem Schwarzungsgebiet der starken Komponenten herauszurücken, andererseits ist fur eine intensive Belichtung der photographischen Platte (große Lichtstarke, lange Belichtungszeit)

zu sorgen, damit die schwachen Komponenten nicht unterbelichtet bleiben. Um den schwacheren kurzwelligen Komponenten von vornherein eine moglichst große Intensitat zu geben, wird man eine große elektrische Feldstarke anwenden.

14. Intensitätsunterschied der äußeren Komponenten der Wasserstofflinien und Vorzeichen der elektrischen Feldstärke in bezug auf die Geschwindigkeitsrichtung der Kanalstrahlen.

Oben ist eine Intensitatsdissymmetrie der äußeren Komponenten einer Linie in Abhängigkeit von der Große, nicht von der Richtung der elektrischen Feldstarke beschrieben worden. Wie noch einmal betont sei, ist diese Dissymmetrie fur die ruhende Intensitat von Serienlinien festgestellt worden und außerdem erweist sie sich als unabhangig von der Richtung der Feldstarke, also unabhangig davon, ob das elektrische Feld gleich- oder gegengerichtet zu den Kanalstrahlen ist.

Nunmehr soll eine Erscheinung an den Wasserstofflinien beschrieben werden, welche bei Zerlegungen auftritt, fur welche jene Art von Intensitatsdissymmetrie bereits verschwunden ist. Läßt man namlich Wasserstoffkanalstrahlen in reinem Wasserstoff in der Richtung des Feldes, also soweit sie positiv geladen sind, unter Beschleunigung verlaufen, so erscheinen die langwelligen äußeren parallel und senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten intensiver als die kurzwelligen Komponenten. Richtet man dagegen das elektrische Feld den Kanalstrahlen entgegen, so kehrt sich der Intensitatsunterschied zwischen den zwei Seiten der zerlegten Wasserstofflinien um, indem nunmehr die kurzwelligen Komponenten intensiver als die langwelligen erscheinen.

Fur die Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen ergibt sich der Intensitatsunterschied der außeren Komponenten im allgemeinen großer als für die Gegenschaltung; ist die Spannungsdifferenz des Feldes großer als der Kathodenfall, welcher die Kanalstrahlen erzeugt, dann ist bei der Gegenschaltung der Intensitatsunterschied überhaupt nicht vorhanden oder nur sehr klein Diese Verhältnisse erklären sich in folgender Weise. Bei der Gleichschaltung laufen sämtliche in das Feld von außen tretenden positiven Strahlen, ferner die sekundären positiven Strahlen, die erst im Feld aus der Beschleunigung positiver Atomionen entstehen, in der Richtung des Feldes. Bei der Gegenschaltung dagegen lauft nur ein Teil der ins Feld getretenen primären Strahlen entgegen

dem Feld; die vom Feld erst zum Stillstand gebrachten, dann zurückgeworfenen Strahlen, ferner die sekundären Strahlen, die vom Feld in seiner Richtung von Anfang an Geschwindigkeit als beschleunigte positive Atomionen erhielten, laufen in der Richtung des Feldes und liefern den umgekehrten Intensitätsunterschied der

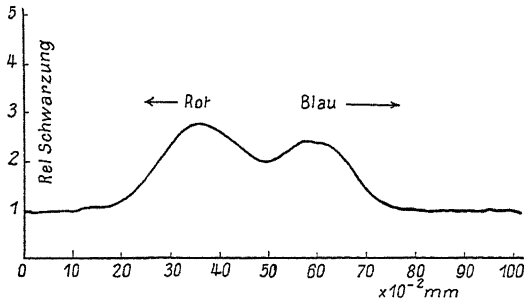



Fig. 12.

äußeren elektrischen Komponenten wie die entgegen dem Feld laufenden Strahlen. Für eine reinliche Untersuchung der Abhängigkeit dieses Intensitätsunterschiedes von gewissen Versuchsbedin-

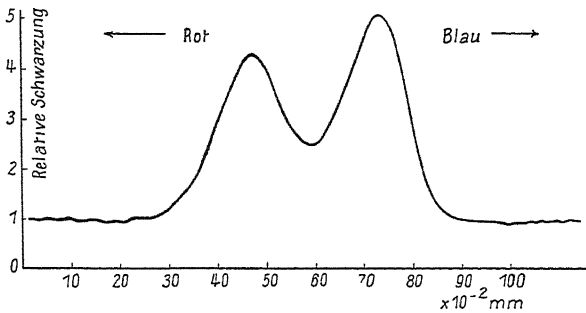



Fig. 13.

gungen kommt darum nur die Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen in Betracht.

Die beschriebene Umkehr des Intensitätsunterschiedes mit dem elektrischen Feld läßt der Vergleich der Figuren 2b und 2c auf Tafel I an der Länge und Breite der parallel (obere Spektrogrammhälfte) und senkrecht zum Feld (untere Hälfte) schwingenden Komponenten der zwei Wasserstofflinien H_β und H_γ erkennen. H. Wilsar[1]) hat

1) H. Wilsar, a. a. O.

unabhängig von mir und Kirschbaum die gleiche Erscheinung an den Wasserstofflinien festgestellt und Schwärzungsmessungen an den parallel zum Feld schwingenden äußeren Komponenten der Linien H_β und H_γ mitgeteilt. Die Fig 12 und 13 sind der Arbeit Wilsars entnommen und bedürfen wohl keiner weiteren Erklärung.

Führt man nun den vorstehenden Vergleich der Intensitäten der äußeren Komponenten der Wasserstofflinien für den Fall durch, daß die Kanalstrahlen in einem Gemisch von reinem Helium und reinem Wasserstoff, welches die blauen Linien der zwei Elemente ungefähr gleich intensiv liefert, erzeugt werden und verlaufen, dann erhält man einen beträchtlich kleineren Intensitätsunterschied als im Falle des reinen Wasserstoffs Dies ist aus dem Vergleich der Fig 2a mit 2b und der Fig. 2c mit 2d auf Tafel I zu ersehen.

Wie nun festgestellt ist, überwiegt im Falle des reinen Wasserstoffs die bewegte die ruhende Intensität der Wasserstofflinien, in einer Mischung von reinem Wasserstoff und reinem Helium ist dagegen die ruhende Intensität im Verhältnis zur bewegten viel größer als im ersten Falle.

Diese Feststellung und das Fehlen der Umkehrbarkeit des Intensitätsunterschieds mit dem Feld im Falle der ruhenden Heliumlinien macht es sehr wahrscheinlich, daß die beschriebene Erscheinung nur an der bewegten Intensität, also an denjenigen Serienlinien sich zeigt, welche von den Kanalstrahlen selber emittiert werden

Mit dieser Folgerung steht auch der Zusammenhang zwischen dem Intensitätsunterschied und der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen in Einklang. Über diesen Zusammenhang stellt gegenwärtig Herr H. Lunelund (Helsingfors) im Aachener Physik. Institut eine experimentelle Untersuchung an. Mit seinem Einverständnis seien hier folgende bis jetzt gewonnene Resultate mitgeteilt

Es läßt sich zwar nicht mit einer einzigen Kanalstrahlengeschwindigkeit arbeiten, da ja in einem Strahlenbündel immer eine stetige Reihe von Geschwindigkeiten vorkommt. Durch Vergrößerung des Kathodenfalls, welcher die Kanalstrahlen erzeugt, läßt sich indes der Anteil der größeren Geschwindigkeiten beträchtlich vergrößern. So hat Lunelund die Kanalstrahlen, welche im Spannungsfeld die Lichtemission liefern, einmal mit 2500 Volt, einmal mit 7300 Volt Kathodenfall erzeugt; in beiden Fällen waren Kanalstrahlen und zerlegendes Feld gleich geschaltet und die zer-

legende Feldstärke war dieselbe, nämlich 18000 Volt $\times$ cm^{-1}. Die Spektrogramme der zwei Fälle wurden auf dieselbe photographische Platte entworfen bei gleich langer Belichtungsdauer. Es wurden dann für je eine lang- und eine kurzwellige Komponente gleicher Nummer von H_β und H_γ, deren Schwarzung normal war, aus einer Reihe von Messungen die Schwarzungen ermittelt und der Schwarzungsunterschied $S_+ - S_-$ der zwei Komponenten genommen. Gemäß meinen Untersuchungen[1]) über das Schwarzungsgesetz der Normalbelichtung gilt nun bei gleicher Belichtungsdauer für das Intensitätsverhältnis I_+/I_- zweier Lichtquellen von nahezu gleicher Wellenlänge in erster Annäherung die Formel $\frac{I_+}{I_-} = 1 + \frac{S_+ - S_-}{m}$ für Schwarzungsdifferenzen beträchtlich kleiner als 1, worin m eine für die Platte charakteristische Konstante (für die verwendeten Agfa-Platten wenig von 0,5 verschieden). Die Schwarzungsdifferenz $S_+ - S_-$ ist somit ein Maß für die Abweichung eines Intensitätsverhältnisses von dem Werte Eins. In der nachstehenden Tabelle sind nun Messungen Lunelunds an den äußeren p- und s-Komponenten von H_β und H_γ in der Grobzerlegung zusammengestellt. Die Zahl in Klammern neben einer Schwarzungsdifferenz gibt angenähert das Intensitätsverhältnis I_+/I_- einer lang- und kurzwelligen Komponente bei Benutzung der quadratischen Formel $\frac{I_+}{I_-} = 1 + \frac{S_+ - S_-}{m} + \frac{1}{2}\left(\frac{S_+ - S_-}{m}\right)^2$ Die Zahlen der Tabelle lassen deutlich erkennen, daß das Intensitätsverhältnis einer lang- und einer kurzwelligen Komponente gleicher Nummer mit wachsendem Kathodenfall, also mit wachsender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen zunimmt

Tabelle I.

Linie	Komponentenart	Schwarzungsunterschied $S_+ - S_-$	
		bei 2500 Volt Kathodenfall	bei 7300 Volt Kathodenfall
H_β	auß. p-Komp	0,31 (1,81)	0,37 (2,01)
	auß. s-Komp	0,13 (1,29)	0,17 (1,40)
H_γ	auß. p-Komp	0,30 (1,78)	0,37 (2,01)
	auß. s-Komp	0,18 (1,42)	0,22 (1,50)

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **35**, 461, 1911.

Bemerkenswert ist noch folgende Beobachtung. Im Quereffekt zeigen ebenso wie die parallel zum Feld schwingenden äußeren Komponenten auch die senkrecht zum Feld schwingenden äußeren Komponenten den beschriebenen Intensitätsunterschied. Im Längseffekt treten, wie oben mitgeteilt wurde, nur die senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten unpolarisiert auf. Hier fehlt nun der Intensitätsunterschied der äußeren Komponenten, diese sind vielmehr innerhalb der Beobachtungsfehler gleich intensiv

15. Schärfe der elektrischen Komponenten in Abhängigkeit von der Feldstärke, Einstellung der elektrischen Atomachsen?

Es ist notwendig, daß hier eine Frage von großer theoretischer Bedeutung wenigstens aufgeworfen und der Weg zu ihrer experimentellen Beantwortung angegeben wird. Es ist dies die Frage, ob die Schärfe der elektrischen Komponenten einer Linie mit der Feldstärke sich ändert.

Allein auf Grund theoretischer Erwägungen ist diese Frage zu stellen. Besitzt nämlich, wie es sicher für gewisse Fälle zutrifft, der Träger einer Linie ein von Null verschiedenes elektrisches Moment, sei er ein positives Atomion, ein neutrales Atom oder Molekül, so erfährt er im elektrischen Feld eine Drehkraft; diese wird ihn so einzustellen suchen, daß die Achse des elektrischen Momentes zusammenfällt mit der Achse des elektrischen Feldes. Es werden darum die elektrischen Achsen der Linienträger im elektrischen Feld im allgemeinen eine Schwingung um dessen Achse ausführen und bei genügender Dämpfung dieser Schwingungen werden sie nur wenig von der Feldachse abweichen. Die Abweichung von der Feldachse oder auch die Amplitude der Schwingungen um die Feldachse wird unter sonst gleichen Umständen um so kleiner sein, je größer die Feldstärke ist. Liegt nun das Elektron, welches die betrachtete Linie emittiert, nicht im Drehzentrum der Achse des elektrischen Atommomentes und sind seine Schwingungen um seine Gleichgewichtslage parallel verschiedenen mit dem Atom fest verbundenen Achsen hinsichtlich Frequenz oder Intensität voneinander verschieden, so müssen diese Schwingungen für verschiedene Winkel der elektrischen Atomachse zur Feldachse durch das elektrische Feld verschieden beeinflußt werden, nämlich verschieden große Frequenzänderungen erfahren. Eine elektrische Komponente einer Linie für die Schwingung parallel einer bestimmten Atomachse muß darum um so mehr verbreitert erscheinen, je größer das Winkel-

feld der in einem Aggregat vorkommenden Schwingungen der elektrischen Atomachsen um die Feldachse ist. Da dieses Winkelfeld mit wachsender Feldstärke abnimmt, so müßte gleichzeitig die Verbreiterung der betrachteten Linienkomponente abnehmen, also ihre Schärfe mit zunehmender Feldstärke sich verbessern.

Fast von Beginn meiner Untersuchungen über die elektrische Zerlegung von Serienlinien habe ich die Frage nach der Schärfe der elektrischen Komponenten einer Linie für verschiedene Feldstärken im Auge behalten. Ich habe häufig meine Spektrogramme unter diesem Gesichtspunkt studiert, indes liegt hier ein schwieriges experimentelles Problem vor, das mit großer Vorsicht behandelt werden muß, da allerlei Fehlerquellen in Betracht kommen. Die experimentellen Hilfsmittel zu seiner zuverlässigen Lösung fehlten mir bis jetzt, und wenn ich mich nun gleichwohl entschließe, die Andeutungen, die ich bis jetzt gewonnen habe, hier zu veröffentlichen, so geschieht dies in erster Linie, um andere Forscher zur Lösung dieses Problems anzuregen, ich möchte aber ausdrücklich bemerken, daß ich meine Angaben unter allem Vorbehalt einer späteren Richtigstellung mache.

Beim Vergleich meiner Konkavgitter-Spektrogramme der He-Linien λ 4472 und 4026 Å für 4500, 9000, 18000, 28500 und 40000 Volt $\times$ cm^{-1} fällt mir auf, daß die äußeren Komponenten um so schmäler und randschärfer erscheinen, je größer die Feldstärke ist. Da es schwer möglich ist, die Spannungsdifferenz und somit die Feldstärke bis auf 10 % konstant zu halten und da der Komponentenabstand proportional der Feldstärke ist, so hatte ich aus diesem Grund erwartet, daß die Komponenten mit wachsender Feldstärke zunehmend verbreitert erscheinen entsprechend der zunehmenden absoluten Schwankung der Feldstärke. Da gerade das Umgekehrte der Fall zu sein scheint, so ist zu vermuten, daß bei kleiner Feldstärke eine Ursache an der Verbreiterung der Komponenten schuld ist, deren Einfluß durch die anwachsende Feldstärke mehr und mehr zurückgedrängt wird.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den H-Linien H_β und H_γ, auch bei ihnen glaube ich sowohl an meinen früheren Konkavgitter-Spektrogrammen wie an meinen neueren Plangitter- und Prismen-Spektrogrammen feststellen zu können, daß die Breite ihrer äußeren Komponenten und die Unschärfe ihrer Ränder mit wachsender Feldstärke abnimmt.

Auf diesen Zusammenhang zwischen der Breite der Kompo-

nenten und der Feldstärke ist vielleicht die früher von mir und Kirschbaum erwähnte Beobachtung zurückzuführen, daß schwache innere Komponenten z. B. bei H_γ im Verhältnis zu den äußeren Komponenten photographisch um so intensiver herauskommen, je größer die Feldstärke ist. Bei konstanter Gesamtintensität einer Komponente muß nämlich auf ihre Mitte eine um so größere Schwärzung entfallen, je geringer ihre Breite ist Gibt es zahlreiche Komponenten nebeneinander, die stark verbreitert sind, so verschwimmen sie zu einem kontinuierlichen Grund ineinander und heben sich photographisch nicht mehr voneinander ab.

Sind die vorstehenden Beobachtungen richtig gedeutet, besteht also in der Tat der vermutete Zusammenhang zwischen Feldstärke und Schärfe der elektrischen Komponenten einer Linie, so ergibt sich daraus die Anwendung, daß man zum Zweck der Herausholung benachbarter lichtschwacher Komponenten in der Feinzerlegung einer Linie nicht mit großer Dispersion bei kleiner Feldstärke, sondern mit mäßiger Dispersion bei möglichst großer konstanter Feldstärke zu arbeiten hat.

Indes ich wiederhole noch einmal: meine obigen Beobachtungen sind nicht genügend quantitativ, als daß ich die angedeutete Beziehung zwischen Feldstärke und Komponentenschärfe als erwiesen betrachten konnte. Es muß diese Beziehung experimentell noch eingehender in folgender Weise untersucht werden. Es sind zwei Zerlegungen einer Linie z. B. von H_γ zu gewinnen, in denen die äußeren Komponenten auf der photographischen Platte nahezu denselben Abstand in mm besitzen, die eine muß mit einem Spektrographen von großer Dispersion D_1 (1 · 2,5 mm : Å) und großer Lichtstärke bei kleiner Feldstärke $\mathfrak{E}_1$ (10000 Volt × cm^{-1}), die andere mit einem Spektrographen von mäßiger Dispersion D_2 (1 : 17 mm · Å) bei großer Feldstärke $\mathfrak{E}_2$ (70000 Volt × cm^{-1}) gewonnen werden, es muß also angenähert $\mathfrak{E}_1 D_1 = \mathfrak{E}_2 D_2$ sein. An diesen zwei Spektrogrammen von nahezu gleicher Schwärzung sind dann entsprechende Komponenten hinsichtlich Breite und Schärfe miteinander zu vergleichen

Daß wir für den Fall des elektrischen Feldes viel eher eine Einstellung der elektrischen Achsen von Gasatomen auf die Feldachsen erwarten dürfen als für den Fall des magnetischen Feldes, mag folgende Überlegung zeigen.

Es sei zunächst die Richtkraft des magnetischen Feldes auf ein chemisches Atom von wahrscheinlich größtem magnetischen

Moment berechnet. Die größte Permeabilität weichen Eisens sei zu 3700 magnetischen Einheiten, seine spez. Masse zu 7,8 g cm^{-3}, das Atomgewicht von Fe zu 56, das Gewicht eines H-Atoms zu $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ g angenommen. Dann berechnet sich das magnetische Moment des Fe-Atoms zu $\frac{3700 \cdot 56 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-24}}{4\,\pi\,7{,}8} = 3 \cdot 10^{-21}\, g^{\frac{1}{2}}\, \mathrm{cm}^{\frac{5}{2}}\, \mathrm{sec}^{-1}$. Die Richtkraft (Direktionskraft) auf dieses magnetische Atommoment in einem Felde von 30000 Gauß beträgt $9 \cdot 10^{-17}\, g\, \mathrm{cm}^2\, \mathrm{sec}^{-2}$. Da die übrigen Elemente wohl alle sehr viel kleinere magnetische Atommomente besitzen, so stellt die vorstehende Richtkraft auf ein einzelnes Atom den größten erreichbaren Wert für den Fall des magnetischen Feldes dar.

Wenigstens eine untere Grenze für die elektrischen Momente chemischer Atome können wir in folgender Weise abschätzen. Es seien in einem Atom nur ein positives und ein negatives elektrisches Quantum ($4{,}7 \cdot 10^{-10}$ stat. Einheiten) in einem Abstand von $2 \cdot 10^{-8}$ cm einander gegenübergestellt. Ihr elektrisches Moment ist dann $9{,}4 \cdot 10^{-18}\, g^{\frac{1}{2}}\, \mathrm{cm}^{\frac{5}{2}}\, \mathrm{sec}^{-1}$; auf dieses übt ein elektrisches Feld von 100000 Volt $\times$ cm^{-1} eine Richtkraft von $3 \cdot 10^{-15}\, g\, \mathrm{cm}^2\, \mathrm{sec}^{-2}$ aus. Schon diese elektrische Richtkraft auf ein Atom ist rund 100 mal größer als die größte vorkommende magnetische Richtkraft. In Wirklichkeit mögen aber an chemischen Atomen viel größere elektrische Momente vorkommen; einmal mögen nämlich viel mehr als zwei elektrische Quanten an dem elektrischen Moment eines Atoms wechselseitig sich verstärkend zusammenwirken. Sodann mag für große Feldstärken das elektrische Moment eines Atoms infolge Auseinanderziehung seiner entgegengesetzten Quanten mit wachsender Feldstärke zunehmen, die Richtkraft in einem Feld $\mathfrak{E}$ auf das Moment $\mathfrak{M}$ ist dann durch die Formel

$$\mathfrak{M}\mathfrak{E} = \mathfrak{M}_0 \mathfrak{E} + \mathfrak{M}_1 \mathfrak{E}^2$$

darzustellen, wächst also rascher als die Feldstärke an.

Für die Frage der Einstellung der elektrischen Atomachsen in die Achse eines äußeren richtenden Feldes ist das Verhältnis der Richtkraft zur Energie der thermischen Drehbewegung der Atome um eine dazu senkrechte Achse von Bedeutung. Setzen wir die mittlere Drehenergie des Moleküls bei Zimmertemperatur gleich der mittleren Energie der fortschreitenden Bewegung für je eine Koordinatenachse, so erhalten wir dafür den Wert $6 \cdot 10^{-14}\, g\, \mathrm{cm}^2\, \mathrm{sec}^{-2}$. Die Größenordnung jener unteren Grenze der elektrischen

Richtkraft $3 \cdot 10^{-15}\, g\, \text{cm}^2\, \text{sec}^{-2}$ reicht also dicht an die mittlere Drehenergie eines Gasmolekuls heran.

Selbst wenn also, wie wir angenommen haben, die thermische Energie gleichmaßig auf die Freiheitsgrade der Schub- und Drehbewegung der Molekule verteilt ist, wird ein starkes elektrisches Feld einen Teil der Molekule (Atome, Atomionen) eines Gases zwingen, Schwingungen von nur kleiner Amplitude um seine Achse auszufuhren. Und sind diese Schwingungen, wie zu erwarten ist, mit betrachtlicher Dampfung infolge von Strahlung verbunden, so wird fur eine große Anzahl der schwingenden Atomachsen die Abweichung von der Feldachse nur klein sein; das Atomaggregat wird also in bezug auf die Feldachse ein gewisses Maß elementarer Ordnung ahnlich wie in einem Kristall besitzen.

Interessant ist noch die Frequenz der Schwingungen der elektrischen Atommomente um die Achse eines elektrischen Feldes Denken wir uns z. B die Masse ($1{,}6 \cdot 10^{-24}\, g$) des Wasserstoffatoms gleichmaßig durch eine Kugel vom Radius 10^{-8} cm verteilt, so betragt sein Tragheitsmoment in bezug auf eine Achse durch den Mittelpunkt $\frac{2}{5}\, 1{,}6 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{-16}\, g\, \text{cm}^2$. Ist sein elektrisches Moment $9{,}4 \cdot 10^{-18}\, g^{\frac{1}{2}}\, \text{cm}^{\frac{5}{2}}\, \text{sec}^{-1}$, so ist in einem Feld von 100000 Volt $\times$ cm^{-1} die Richtkraft auf es $3 \cdot 10^{-15}\, g\, \text{cm}^2\, \text{sec}^{-2}$. Hieraus berechnet sich die Frequenz seiner Drehschwingungen um die Feldachse zu $5 \cdot 10^{12}\, \text{sec}^{-1}$. Die von einem solchen elektrischen Atommoment in einem sehr starken elektrischen Felde emittierte Strahlung liegt also im Ultrarot.

IV. Elektrische Analyse von Linien derselben Serie und verschiedener Elemente.

16. Diffuse Nebenserie des Wasserstoffs in Grobzerlegung.

Alle folgenden Angaben uber die elektrische Zerlegung von Linien beziehen sich auf den Quereffekt.

J. R. Rydberg[1]) hat der Balmerschen Formel über die bekannte Linienserie des Wasserstoffs (H_α, H_β, H_γ ...) folgende Gestalt gegeben.

1) J. R. Rydberg, Svenska Vet. Akad. Handl. 23, Nr. 11, 1890. Rapp. prés. au congrès int. de phys. II, 200, 1900.

$$\frac{1}{\lambda} = N_0 \left[\frac{1}{(1+1)^2} - \frac{1}{(1+m)^2}\right].$$

Hierin bedeutet λ die Wellenlange, N_0 eine Konstante, m eine Nummer in der Reihe der ganzen Zahlen: 2, 3, 4 . . Im Zeeman-Effekt werden allgemein alle Glieder einer und derselben Serie hinsichtlich Zahl und Intensitatsverhaltnis der Komponenten ubereinstimmend zerlegt, und stellt man die Komponentenabstande der verschiedenen Glieder nicht in Wellenlangen, sondern in Schwingungszahlen dar, so ergeben sie sich als gleich groß Gleich bei der Untersuchung der Serienlinien des Wasserstoffs erhebt sich die Frage, ob auch ihr elektrischer Effekt einem so einfachen Gesetz folgt.

Auf Tafel II ist in Fig 1 in etwa dreifacher Vergroßerung die elektrische Zerlegung der vier ersten Glieder der Wasserstoffserie nach einem von mir und Kirschbaum erhaltenen Spektrogramm wiedergegeben, wie wir sie fur eine maßige Feld- und Lichtstarke erhalten haben Die einfachen Linien oben und unten im Spektrogramm stellen die unzerlegten Vergleichslinien dar, die obere Halfte des mittleren Spektrogramms gibt die parallel zum Feld schwingenden Komponenten, die untere Halfte die senkrecht dazu schwingenden Komponenten. Die Linienbilder sind mit einem Konkavgitter von 1,5 m Radius in der ersten Ordnung erhalten worden. Wegen dessen Astigmatismus nimmt die Lange der parallel und der senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten mit wachsender Entfernung von der Gitternormale, also mit wachsender Wellenlange zu

Wie ein Blick auf die vier zerlegten Wasserstofflinien zeigt, stimmen ihre Zerlegungen weder hinsichtlich des Intensitatsverhaltnisses noch hinsichtlich des Abstandes der Komponenten miteinander überein. Die Zahl der angenahert gleich intensiven senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten nimmt von 1 für H_α Glied fur Glied bis H_δ um eine Einheit auf vier zu Jndes war mit der Moglichkeit zu rechnen, daß die mittlere Linie von H_γ bei Anwendung einer größeren Dispersion oder Feldstarke in zwei Komponenten zerlegt erscheint. In der Tat haben wir bereits in unseren fruheren Versuchen fur eine große Feldstarke ein Spektrogramm erhalten, auf welchem eine solche Zerlegung wahrgenommen werden kann; freilich bedurfte diese Beobachtung noch der Nachprufung. Auf demselben Spektrogramm erschien zwischen den zwei

senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten von H_β noch eine dritte Komponente, die betrachtlich schwacher als jede der anderen war, auch in diesem Falle waren noch weitere Untersüchungen uber die Frage anzustellen, ob diese innere Komponente wirklich ist oder nur durch zerstreutes Licht aus einem Stromgebiet von schwachem elektrischen Feld (Inneres der Kathodenkanale) herruhrte Aber auf Grund der bisherigen Ergebnisse war doch bereits mit der Moglichkeit zu rechnen, daß die niedrigen Gliednummern der Wasserstoffserie ebenso wie H_δ noch innere senkrecht zum Feld schwingende Komponenten (s-Komponenten) besitzen; deren Intensität und Abstand muß dann allerdings sehr rasch mit abnehmender Gliednummer kleiner im Verhaltnis zu den außeren Komponenten werden.

Auch bei den parallel zum Feld schwingenden Komponenten (p-Komponenten) ist zwischen inneren und außeren zu unterscheiden. H_δ und H_γ, dies haben wir durch zahlreiche Spektrogramme sichergestellt, besitzen bereits in der Grobzerlegung zwei innere und zwei außere p-Komponenten. Sind jene schon bei H_δ erheblich weniger intensiv als diese, so hat sich das Intensitatsverhaltnis bei H_γ noch mehr zuungunsten der inneren Komponenten geändert. Extrapolieren wir von H_δ und H_γ in dieser Hinsicht auf H_β, so durfen wir erwarten, daß bei dieser Linie die inneren p-Komponenten dicht zusammengerückt und noch viel schwächer als die außeren Komponenten sind. Nun tritt zwar auf einigen unserer fruheren Spektrogramme in der Mitte der außeren Komponenten von H_β noch eine sehr schwache Linie auf, indes konnte sie durch zerstreutes elektrisch unbeeinflußtes Linienlicht vorgetäuscht sein; darum durfte ich sie vor neuen Untersuchungen noch nicht als wirklich betrachten.

Unter dem vorstehenden Vorbehalt einer genaueren Untersuchung der Feinzerlegung der Wasserstofflinien sind in Tabelle II Messungen[1]) über die Abstande ihrer elektrischen Komponenten von den unzerlegten Linien mitgeteilt, wie sie in der Grobzerlegung erscheinen. Die Tabelle ist der Abhandlung IV von mir und Kirschbaum entnommen. Neu sind in ihr nur die Angaben fur die äußersten intensiven p-Komponenten von H_ε. Die ubrigen Komponenten dieser Linie waren zu schwach, als daß sie genaue Messungen zugelassen hatten.

---

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 1026, 1914.

Tabelle II.

Wasserstoff (28500 Volt × cm^{-1}).

Serie	Wellenlange in A.	Gliednummer	Komponentenabstand, parallele Schwing.	Intensitat, Bemerkung	Komponentenabstand, senkrechte Schwing.	Intensitat, Bemerkung
Diffuse Nebenserie.	6563,04	2	+ 3,42	6	+ 0,18	8
			— 3,15	3		
	4861,49	3	+ 4,18	10	+ 2,23	8
			+ 0 89	1, ungenau	+ 0,89	1, sehr klein
			— 4,01	7	— 2,14	6
	4340,66	4	+ 6,72	6	+ 4,41	4
			+ 1,53	1, sehr klein	+ 0,89	4
			— 1,88	1, sehr klein	— 4,18	2
			— 6,23	4		
	4101,85	5	+ 8,54	3	+ 6,27	2
			+ 3,56	1	+ 1,90	1
			— 2,80	1	— 2,36	1
			— 9,16	2	— 6,72	1
	3970,2	6	+ 12,2	sehr klein	—	—
			— 11,3			

Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, nimmt der Abstand der außeren Komponenten von der unzerlegten Linie innerhalb der Serie rasch mit wachsender Gliednummer zu. Noch rascher ist diese Zunahme bei den inneren Komponenten, wie jedenfalls fur H_γ und H_δ richtig ist.

Der Abstand $\Delta\lambda$ der außeren p-Komponenten laßt sich, wie im Abschnitt 37 zahlenmaßig gezeigt werden wird, mit der Wellenlange λ und der Gliednummer m durch folgende Formel mit ziemlicher Genauigkeit verknupfen: $\Delta\lambda = k\lambda^2[(1+m^2)-(1+1)^2]$ oder auch durch folgende mir zuerst von Herrn W. Voigt mitgeteilte Formel: $\Delta\lambda = C\lambda(1+m)^2$. Da der Ausdruck $[(1+m^2)-(1+1)^2]$ nach der Balmer-Rydbergschen Formel gleich $\frac{(1+1)^2(1+m)^2}{\lambda N_0}$ ist, so ist, wie man leicht erkennt, die zweite Formel im Grunde dieselbe wie die erste.

Entgegen dem ersten Eindruck, welchen ich von der Zerlegung der Linien H_β und H_γ bei meinen ersten Beobachtungen hatte, lehrt bereits die obige tabellarisch und spektrographisch

beschriebene Zerlegung der 5 ersten Glieder der Wasserstoffserie, daß zwar zwischen den Zerlegungen aufeinanderfolgender Glieder dieser Serie eine unverkennbare Ähnlichkeit besteht, daß sie sich indes hinsichtlich Abstand, Zahl und Intensitätsverhältnis der Komponenten voneinander charakteristisch unterscheiden.

Auch sei gleich hier folgende Bemerkung eingefügt. Gegenüber einer anderen hin und wieder geäußerten Auffassung ist es vielleicht nicht überflüssig festzustellen, daß die Balmersche Wasserstoffserie eine diffuse Nebenserie ist. Wie nämlich der Vergleich der Zerlegung ihrer Linien mit derjenigen der Linien der diffusen Nebenserien des Heliums und Lithiums ergibt, sind die Zerlegungen von derselben Größenordnung und Art, während die Linien der scharfen Haupt- und Nebenserien der letzteren Elemente eine viel kleinere Zerlegung erfahren.

Nachdem ich im Vorstehenden die wesentlichen Züge der Grobzerlegung der Serienlinien des Wasserstoffs gekennzeichnet habe, möchte ich noch folgende Bemerkungen über die Genauigkeit der obigen Zahlenangaben machen. Die Angaben über die Abstände der Komponenten von den unzerlegten Linien sind nicht genau. Sie wurden nämlich gegen Vergleichslinien gemessen, welche am Ende der langfristigen Belichtungen nicht aus dem Kanalstrahlenlicht selbst, sondern aus der positiven Säule des Glimmstroms in der Geißlerröhre über und unter das Spektrogramm aus dem elektrischen Feld entworfen wurden. Sie unterliegen daher den in Abschnitt 18 erörterten Fehlerquellen für diese Art der Entwerfung von Vergleichslinien.

Genauer sind die Abstände der lang- und kurzwelligen Komponenten voneinander, die sich aus der Summe je zweier Abstände berechnen, da ja aus dieser Summe Fehler in der Lage der Vergleichslinien fortfallen. Aus einer Reihe von Messungen dieser Abstände für verschiedene Feldstärken haben ich und Kirschbaum folgende Mittelwerte abgeleitet: Abstand der äußeren p- bzw. s-Komponenten von H_β $3{,}0 \cdot 10^{-4}$ bzw. $1{,}4 \cdot 10^{-4}$ $\frac{\text{Å}}{\text{Volt} \times \text{cm}^{-1}}$, Abstand der äußeren p- bzw. s-Komponenten von H_γ $4{,}6 \cdot 10^{-4}$ bzw. $3{,}2 \cdot 10^{-4}$ $\frac{\text{Å}}{\text{Volt} \times \text{cm}^{-1}}$. Doch sind auch diese Angaben noch nicht als endgültig zu betrachten. Wir haben nämlich die elektrische Feldstärke aus dem Verhältnis der Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden des Feldes und deren Abstand berechnet. Gemäß den

Darlegungen in Abschnitt 12 ist indes die Feldstärke, welche im Gebiet der Lichtemission eine beobachtete Zerlegung hervorbringt, wahrscheinlich etwas kleiner als jenes Verhältnis. Demnach wären die oben von uns angegebenen Zahlen etwas zu klein. Solange wir indes die eine Zerlegung hervorbringende Feldstärke nicht zuverlässig ermitteln können, möchte ich vorschlagen, die obigen angegebenen Zahlen zur Grundlage des Vergleiches der Zerlegungen verschiedener Linien für dieselbe Feldstärke oder zur Grundlage der Berechnung der Zerlegung einer Serienlinie für die Feldstärke 1 zu machen unter Voraussetzung der Proportionalität zwischen Zerlegung und Feldstärke. Es wäre somit aus einer beobachteten Zerlegung der Linien H_β oder H_γ unter Benutzung der obigen Zahlen rückwärts die Feldstärke zu berechnen, welche die Zerlegung hervorbrachte. Dieses Verfahren wenden wir bei unseren neueren Beobachtungen an. Da die Wasserstofflinien leicht in den Kanalstrahlen neben den Linien anderer Elemente herauskommen, so läßt sich nach jenem Verfahren auch für diese die Feldstärke, welche auf sie wirkte, mit Hilfe der Zerlegung der Wasserstofflinien ermitteln.

17. Feinzerlegung der Serienlinien des Wasserstoffs.

Die Erfahrung, daß bei H_γ in stärkeren Feldern bei längerer Belichtung als bei den ersten Aufnahmen zwei schwache innere Komponenten sichtbar wurden, und die Beobachtung, daß die äußeren Komponenten der Wasserstofflinien breiter und unschärfer sich ergaben als die Komponenten von Heliumlinien, regten mich zu der Vermutung an, daß ein lichtstarker Spektrograph zusammen mit einem sehr starken elektrischen Feld in einer Feinzerlegung der Wasserstofflinien mehr Komponenten sichtbar machen würde, als die Grobzerlegung geliefert hatte.

Zur Prüfung dieser Folgerung benutzte ich den bereits in Abschnitt 10 erwähnten lichtstarken Plangitterspektrographen und wandte Felder von 48000 und 74000 $\mathrm{Volt} \times \mathrm{cm}^{-1}$ an. Die Untersuchung, welche ich mit diesen Mitteln gemeinsam mit Herrn Dr. Kirschbaum in Angriff genommen habe, ist noch im Gange und soll mit einem noch lichtstärkeren Gitter fortgesetzt werden, sie hat indes bereits wichtige Resultate ergeben und sei darum hier berücksichtigt.

Zunächst seien in Fig. 1 der Tafel III die Feinzerlegungen der Linien H_β, H_γ, H_δ nach unseren Spektrogrammen in etwa achtfacher

Vergroßerung mitgeteilt Jedes Spektrogramm zerfallt in drei Teile, das obere Drittel gibt die *p*-, das mittlere Drittel die *s*-Komponenten, das untere Drittel zum Vergleich die unzerlegte Linie. Die Spektrogramme von H_β und H_γ sind mit dem Plangitter, dasjenige von H_δ gleichzeitig mit dem Einprismenspektrographen gewonnen. Rechts und links von der unzerlegten Linie H_β sind infolge von Überlichtung der Hauptlinie ihre ersten Geister, durch kleine Pfeile gekennzeichnet, herausgekommen. Bei H_γ ist an dem Orte, nach welchem der kleine Pfeil weist, die Quecksilberlinie λ 4359 Å sichtbar geworden und storend eingelagert. Die verdickten Stellen der Linien, welche auf Wagrechten liegen, entsprechen Kanalstrahlenbundeln durch einzelne Locher in der Kathode. Die Spektrogramme wurden aus einem Feld von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} bei Gegenschaltung von Feld und Kanalstrahlen gewonnen; diese

Tabelle III.

Elektrische Komponenten von H_β in einem Felde von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} bei 1 mm = 15,3 Å Dispersion.

Komponentenart	Kompon.-Nummer	Abstand von Mitte in Å	Schwarzung	Bemerkungen
p-Komponenten	5	11,9	1,63	vielleicht weiter spaltbar
	4	9,6	1,40	
	3	7,2	1,00	
	2	4,9	0,26	
	+ 1	+ 2,4	0,22	
	0	0	0,10	
	— 1	— 2,4	0,16	
	2	4,8	0,36	
	3	7,2	1,12	
	4	9,6	1,73	
	5	10,6	1,88	vielleicht weiter spaltbar
s-Komponenten	5	14,4	0,21	fraglich
	4	11,9	0,34	fraglich
	3	7,3	1,64	
	2	5,8	2,03	
	+ 1	+ 2,5	1,08	
	0	0	0,62	
	— 1	— 2,5	1,08	
	2	5,0	2,03	
	3	7,4	1,78	
	4	12.1	0,45	fraglich
	5	14,6	0,25	fraglich

wurden hierbei zur Erzielung großer Intensität mittels des Induktoriums erzeugt.

In den Tabellen III bis V sind die von den Originalspektrogrammen abgenommenen Messungen zusammengestellt. Darin sind die Abstände der Komponenten nicht von den Vergleichslinien, sondern von der Mitte zwischen zwei genau einstellbaren Komponenten angegeben. Die Vergleichslinien wurden nämlich erst am Ende der 24 Stunden dauernden Aufnahme ins Spektrogramm bei nicht vollständiger Füllung der Objektive entworfen und sind darum für genaue Messungen ungeeignet, wie weiter unten näher ausgeführt werden wird.

Tabelle IV.

Elektrische Komponenten von H_γ in einem Felde von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} bei 1 mm = 17,0 Å Dispersion.

Komponentenart	Kompon.-Nummer	Abstand von Mitte in Å	Schwarzung	Bemerkungen
p-Komponenten	6	16,8	1,76	
	5	14,2	1,56	
	4	11,4	0,67	
	3	8,1	0,19	fraglich
	2	3,7	0,58	
	+ 1	+ 2,0	0,58	
	0	0	0,33	fraglich
	− 1	− 2,1	0,58	
	2	4,7	0,52	
	3	8,1	0,27	fraglich
	4	11,1	0,91	
	5	14,3	1,70	
	6	17,2	1,78	
s-Komponenten	6	19,1	0,49	fraglich
	5			durch *Hg*-Linie gestört
	4	12,3	1,90	
	3	9,5	1,70	
	2	6,5	0,74	
	+ 1	+ 2,8	1,56	
	0	0	2,18	wahrscheinl weit. spaltb.
	− 1	− 2,9	1,56	
	2	6,5	0,76	
	3	9,5	1,78	
	4	12,3	1,88	
	5	15,6	1,51	} fraglich
	6	18,9	1,51	}

Tabelle V.

Elektrische Komponenten von H_δ in einem Felde von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} bei 1 mm = 18,6 Å Dispersion.

Komponentenart	Kompon.-Nummer	Abstand von Mitte in Å	Schwärzung	Bemerkungen
p-Komponenten	7	21,9	1,80	
	6	18,8	1,42	
	5	16,3	0,80	
	4	13,0	0,71	
	3	9,8	0,93	
	2	6,4	0,85	
	+ 1	+ 3,5	0,67	
	— 1	— 3,7	0,67	
	2	6,1	0,81	
	3	9,1	1,01	
	4	12,8	0,92	
	5	15,8	0,71	
	6	18,9	1,37	
	7	21,9	2,00	
s-Komponenten	8	22,2	0,73	fraglich
	7	19,5	0,89	fraglich
	6	15,9	1,30	
	5	14,0	1,12	
	4	10,7	0,71	
	3	7,8	1,23	
	2	4,8	1,52	
	+ 1	+ 1,8	0,92	
	— 1	— 1,1	0,89	
	2	4,4	1,52	
	3	7,6	1,22	
	4	10,7	0,60	
	5	13,6	1,14	
	6	17,3	1,30	
	7	19,4	0,85	fraglich
	8	23,2	0,67	fraglich

In den Fig. 14, 15 und 16 sind die Zerlegungen von H_β, H_γ und H_δ nach den obigen Tabellen zeichnerisch dargestellt; für eine jede Komponenten-Nummer ist darin das Mittel der Schwärzungen der lang- und der kurzwelligen Komponente gesetzt. Für den Fall, daß ich eine Komponente noch nicht als sichergestellt erachte, ist sie mit einem Fragezeichen versehen.

An der Feinzerlegung der Wasserstofflinien H_β, H_γ und H_δ

fallt zunachst die große Zahl der Komponenten auf, H_β besitzt nach den bisherigen Resultaten 11 p- und 11 s-Komponenten, H_γ 12 p- und 13 s-Komponenten, H_δ 14 p- und 14 s-Komponenten

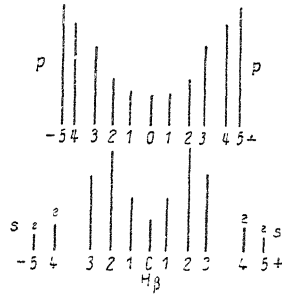



Fig 14.

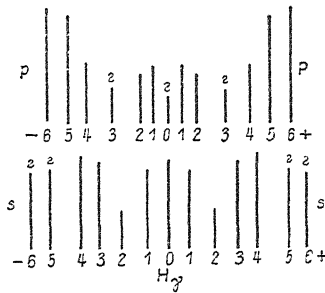



Fig 15

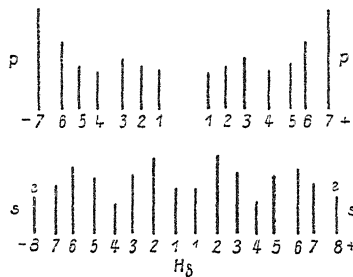



Fig 16.

Weiter fällt die Ungleichheit der Intensität von Komponenten verschiedener Nummer auf, bei den p-Komponenten nimmt die Intensitat im allgemeinen von innen nach außen zu, jedenfalls sind die außersten Komponenten bei den drei Linien am intensivsten

Weiter kommt sehr uberraschend das Auftreten schwacher s-Komponenten in demselben oder vielleicht in etwas großerem Abstand, wie ihn die außersten p-Komponenten besitzen. Bei der Grobzerlegung waren diese außersten lichtschwachen s-Komponenten unsichtbar geblieben und es lag darum nahe, die äußeren lichtstarken s-Komponenten den außersten p-Komponenten zuzuordnen und zu folgern, daß die p-Komponenten einer H-Linie einen großeren Abstand von der unzerlegten Linie haben als die „zugeordneten“ s-Komponenten. Allein die große Zahl der Komponenten einer H-Linie in der Feinzerlegung, noch mehr aber das mogliche Auftreten lichtschwacher außerer s-Komponenten stellt uns vor die Aufgabe, nach einem bestimmten Gesichtspunkt jeder p-Komponente eine s-Komponente zuzuordnen. Dies sei in dem nachsten Abschnitt versucht. Hier sei nur das Auftreten der lichtschwachen außeren Komponenten besprochen.

Weil mir ein bestimmtes Bild uber das Zustandekommen der p- und s-Komponenten in der Feinzerlegung vorschwebte — ich werde es weiter unten skizzieren — und weil die Vorhersagen dieses Bildes durch die Beobachtungen bestatigt zu werden scheinen, so nahm ich die außeren lichtschwachen s-Komponenten mit großem Mißtrauen auf. Es war zu erwagen, ob sie nicht Geister in den Gitterspektrogrammen seien. Dies konnte nicht der Fall sein, sonst hätten solche Geister auch an den lichtstarken äußersten p-Komponenten auftreten müssen. Zudem erhielt ich sie auch deutlich in dem gleichzeitigen Prismenspektrogramm von H_γ, wenn auch bei kleinerer Dispersion. Sodann war zu prufen, ob die fraglichen s-Komponenten nicht Linien des Bandenspektrums seien; dann hätten sie unabhängig von der Feldstarke an ihrem Orte liegen bleiben müssen, in Wirklichkeit verschoben sie sich wie die übrigen Komponenten proportional der Feldstärke. So ist das wirkliche Vorkommen äußerer lichtschwacher s-Komponenten zum mindesten als wahrscheinlich zu bezeichnen, und nachdem wir sie übereinstimmend auf allen lichtstarken Spektrogrammen bei H_β, H_γ und H_δ gewonnen haben, erscheint mir ihre Wirklichkeit als ziemlich sicher. Gleichwohl gebietet die Vorsicht, vorderhand noch mit der Möglichkeit zu rechnen, daß sie nicht wirklich sind.

Die Feinzerlegung der H-Linien brachte weiter die Aufgabe mit sich, zu untersuchen, ob auch der Abstand der inneren p- und s-Komponenten proportional der elektrischen Feldstärke ist, wie derjenige der äußeren Komponenten. Schon bei der Grobzerlegung

der Linien H_γ und H_δ waren von mir und Kirschbaum innere Komponenten beobachtet worden und Herr W Voigt hatte es mir gegenuber als wunschenswert bezeichnet, auch fur diese inneren Komponenten die Abhangigkeit von der Feldstarke zu untersuchen. Wir haben die Prufung der aufgeworfenen Frage in folgender Weise durchgefuhrt. Es wurden die Abstande der lang- (+) und der kurzwelligen (—) Komponenten gleicher Nummer derselben Linie an zwei Spektrogrammen fur zwei verschiedene Feldstarken gemessen und das Verhaltnis der zwei Abstände fur die zwei Feldstarken gebildet. War dieses Verhaltnis fur die inneren Komponenten dasselbe wie fur die außeren, so war daraus zu folgern, daß der Abstand der inneren Komponenten proportional der Feldstärke ist, da ja dies fur die außeren bereits festgestellt ist. In den Tabellen VI und VII sind fur die Linien H_γ und H_δ derartige Messungsreihen zusammengestellt Bei H_γ erklaren sich die Abweichungen des Verhältnisses von einem konstanten Wert aus der Ungenauigkeit der Messungen. Berucksichtigt man diesen Umstand, so folgt aus den Tabellen, daß der Abstand der inneren Komponenten wie derjenige der außeren Komponenten proportional der ersten Potenz der elektrischen Feldstarke ist.

Tabelle VI.

Linie H_δ	Kompon.-Nummer	$\frac{\text{Abstand fur 74000}}{\text{Abstand fur 29000}}$ Volt × cm⁻¹
p-Komponenten	7—7	2,4
	3—3	2,7
s-Komponenten	6—6	2,6
	2—2	2,5

Tabelle VII

Linie H_γ	Kompon.-Nummer	$\frac{\text{Abstand fur 74000}}{\text{Abstand fur 48000}}$ Volt × cm⁻¹
p-Komponenten	6—6	1,52
	5—5	1,54
	2—2	1,53
	1—1	1,50
s-Komponenten	4—4	1,54
	3—3	1,52
	1—1	1,52

18. Symmetrie der Zerlegung der *H*-Linien.

Bei den Aufnahmen, von welchen die Messungen in den obigen Tabellen abgenommen sind, wurde streng darauf geachtet, daß sich während der Belichtung keine selbständige Strömung (Glimmstrom oder Lichtbogen) im Spannungsfeld unter sehr starker Erniedrigung der Feldstärke herstellte. Es erschienen so in dem Spektrogramm nur die elektrischen Komponenten der zerlegten Linien, nicht außerdem auch die unzerlegten Linien aus dem schwachen Feld einer selbständigen Strömung. Diese Aufnahmen wurden zudem so lichtstark wie möglich gemacht, um auch die schwachen Komponenten herauszuholen, es wurde zu diesem Zwecke zur Erzeugung der Kanalstrahlen ein stromstarkes Induktorium verwendet. Am Ende der 24 Stunden dauernden Belichtung wurden zwar über und unter das Spektrogramm aus dem elektrischen Feld die unzerlegten Vergleichslinien aus der positiven Säule des Glimmstroms entworfen, indes nur für den qualitativen Zweck der Wiedergabe, nicht für quantitative Messungen. Die Messung des Abstandes einer elektrischen Komponente von den so entworfenen unzerlegten Linien wäre folgenden Einwänden unterlegen. Erstens waren die Objektive bei der zu wählenden Aufstellung der Vergleichslichtquelle, welche die unzerlegten Linien lieferte, nicht ganz gefüllt; infolgedessen konnten die Linien ihr Schwärzungsmaximum an einer anderen Stelle erhalten, als wenn sie aus dem Gebiet des Spannungsfeldes unter Füllung der Objektive entworfen worden wären. Zweitens wurden die Vergleichslinien am Ende der 24 Stunden dauernden Belichtung für die zerlegten Linien entworfen, infolge eines geringen Temperaturganges (Änderung des Brechungsindex des verwandten Prismas oder der Konstante des benutzten Gitters) konnte darum ihr Schwärzungsmaximum an eine andere Stelle geschoben werden, als für den Fall, daß die Belichtungsdauer für die Vergleichslinien auf die 24 Stunden währende Belichtung für die zerlegten Linien gleichmäßig verteilt worden wäre. Drittens mußten die unzerlegten Linien H_β, H_γ und H_δ überlichtet werden, um die unzerlegten Vergleichslinien für das Bandenspektrum herauszuholen; an einer überlichteten Linie ist indes das Intensitätsmaximum nicht mit Sicherheit zu messen.

Der zweite Einwand ist auch gegen die früher veröffentlichten Messungen[1]) des Abstandes elektrischer Komponenten von unzer-

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 1017, 1914.

legten Vergleichslinien zu erheben. Die früher mitgeteilten Abstände können alle bis zu 0,7 Å falsch sein; je kleiner darum die Abstände sind, desto größer ist ihr prozentischer Fehler. Durch diese Überlegung wurde auch die frühere Angabe betroffen, daß die Zerlegung der H-Serienlinien nicht genau symmetrisch zu den unzerlegten Linien erfolgt, daß vielmehr die langwelligen Komponenten einen etwas größeren Abstand von jenen haben als die kurzwelligen Komponenten.

Ich beschloß darum, diese Frage neu zu prüfen und ein Spektrogramm herzustellen, das frei von den obigen Einwänden war. Zu diesem Zweck wurden die unzerlegten Vergleichslinien aus dem Gebiet des Spannungsfeldes ebenso wie die zerlegten Linien entworfen. Es wurde nämlich bei geöffnetem Spalt das elektrische Feld, das die Linien zerlegte, absichtlich von Zeit zu Zeit einige Sekunden abgeschaltet, so daß die von den Kanalstrahlen zur Emission gebrachten Spektrallinien aus demselben Gebiet wie zuvor, indes nunmehr unzerlegt, auf den Platten in das Spektrogramm der zerlegten Linien entworfen wurden.

Dieses geschah etwa 20 mal in angenähert gleichmäßiger Verteilung auf die 24 Stunden dauernde Belichtung für die zerlegten Linien. Dazu wurde die Belichtung für die Vergleichslinien H_β und H_γ so gewählt, daß diese eben deutlich geschwärzt erschienen. Das betreffende Spektrogramm war zudem unter Verwendung von Gleichstrom (Influenzmaschine) bei einem gut konstanten Feld von ungefähr 74000 Volt $\times$ cm^{-1} gewonnen und war auch aus diesem Grunde für genaue Messungen geeignet. In der nachstehenden Tabelle sind die von diesem Spektrogramm erhaltenen Messungen über die Abstände lang- und kurzwelliger Komponenten gleicher Nummer von der unzerlegten Linie zusammengestellt. Die Genauigkeit der Einstellungen am Spektrogramm betrug $\pm$ 0,08 Å. Gemäß der Tabelle ist also in der Tat eine Dissymmetrie in der Zerlegung der Linien H_β und H_γ in dem Sinne vorhanden, daß der Abstand einer langwelligen Komponente von der unzerlegten Linie etwas größer ist als derjenige einer kurzwelligen Komponente, indes ist diese Dissymmetrie beträchtlich kleiner als nach den früheren weniger genauen Angaben. Und ich bin noch nicht einmal jetzt von der Wirklichkeit dieser Dissymmetrie überzeugt. Es ist nämlich folgende schwer zu beseitigende Fehlerquelle zu berücksichtigen. In reinem Wasserstoff ist bekanntlich die Lichtemission der H-Serienlinien durch die Kanalstrahlen überwiegend

Tabelle VIII.

Linienart		Kompon.-Nummer	Abstand v. unzerl. Linie		Unterschied	Bemerkungen
			langw. Komp.	kurzw. Komp.		
H_β	p-Komp.	5	+ 11,93 Å	— 10,78 Å	+ 0,15 Å	
		4	9,62	9,54	0,08	
		3	7,19	6,44	0,75	ungenau
	s-Komp.	3	7,20	7,07	0,13	
		2	4,90	4,74	0,16	
		1	2,36	2,29	0,07	ungenau
H_γ	p-Komp.	5	16,92	16,66	0,26	
		6	14,11	13,70	0,41	
	s-Komp.	4	12,07	11,90	0,17	
		3	9,43	9,18	0,25	
		1	2,99	2,68	0,31	

bewegt. Um darum keine Dopplersche Verschiebung der unzerlegten Linien sowohl wie ihrer Komponenten zu erhalten, muß man die Achse des Kollimatorrohres genau senkrecht zu der Achse der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen stellen. Soll z. B. die Dopplersche Verschiebung für die Wellenlänge λ 4600 Å bei einer durchschnittlichen Kanalstrahlengeschwindigkeit von nur $3 \cdot 10^7$ cm $\sec^{-1}$ 0,15 Å betragen, so genügt hierzu bereits eine Abweichung um weniger als 15′ von der genau senkrechten Stellung der Sehachse zur Geschwindigkeitsachse. So genau läßt sich die Einstellung kaum mit Sicherheit machen. Es fällt indes die fälschende Wirkung der Dopplerschen Verschiebung dann weg, wenn die unzerlegten Vergleichslinien ebenfalls von Kanalstrahlen gleicher Geschwindigkeit in unveränderter Lage ebenso wie die zerlegten Linien emittiert werden. Nun wurden zwar die Vergleichslinien bei jenem Spektrogramm ebenfalls aus der Emission der Kanalstrahlen gewonnen, und darum war die fälschende Wirkung der Dopplerschen Verschiebung sicher klein; indes kann sie doch noch die beobachtete Dissymmetrie verschuldet haben. Es läßt sich nämlich die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ohne Feld (Vergleichslinien) nicht gleich ihrer Geschwindigkeit im Feld (zerlegte Linien) machen. Dieser Unterschied in den Geschwindig-

keiten kann einen Unterschied in den Dopplerschen Verschiebungen für die zwei Fälle bedingen.

Unter diesen Umständen kann ich es nicht als sichergestellt erachten, daß die elektrische Zerlegung der H-Serienlinien ein wenig dissymmetrisch (größerer Abstand der langwelligen Komponenten) erfolgt. Wenn eine derartige Dissymmetrie vorhanden ist, so ist die Abstandsdifferenz lang- und kurzwelliger Komponenten gleicher Nummer jedenfalls sehr klein im Verhältnis zum Abstand selbst. Solange die Frage nach einer Dissymmetrie der elektrischen Zerlegung der Linien des Wasserstoffs keine theoretische Bedeutung gewonnen hat, mag auch ihre zuverlässige experimentelle Beantwortung hinter wichtigeren Untersuchungen zurückgestellt bleiben.

Sehen wir ab von der Möglichkeit eines sehr kleinen Unterschiedes der Abstände lang- und kurzwelliger Komponenten von der unzerlegten Linie, so zeigt die Feinzerlegung der H-Linien Symmetrie hinsichtlich der Abstände lang- und kurzwelliger Komponenten; es entspricht also jeder langwelligen Komponente eine kurzwellige Komponente in nahezu gleichem Abstand von der unzerlegten Linie und die Zahl der kurzwelligen Komponenten ist gleich der Zahl der langwelligen Komponenten.

Dieser Abstandsymmetrie tritt eine Intensitätsymmetrie der Zerlegung der H-Linien zur Seite. Es ist nämlich eine kurzwellige p- oder s-Komponente schon für Gleich- oder Gegenschaltung von Feld- und Kanalstrahlen angenähert ebenso intensiv wie die langwellige Komponente gleicher Nummer. Berücksichtigen wir, daß sich dieser Intensitätsunterschied mit der Schaltung umkehren läßt, so dürfen wir erwarten, daß an ruhenden H-Serienlinien lang- und kurzwellige Komponenten gleicher Nummer gleich intensiv sich ergeben.

Diese Symmetrie der Zerlegung der H-Serienlinien hinsichtlich Abstand und Intensität ist deswegen besonders zu beachten, weil die Zerlegungen der Serienlinien anderer Elemente, z. B. des Heliums und des Lithiums sie nicht aufweisen.

19. Intensitätsverhältnis lang- und kurzwelliger Komponenten gleicher Nummer, Zuordnung von p- und s-Komponenten der H-Linien.

In Abschnitt 14 wurde bereits die merkwürdige Erscheinung beschrieben, daß die äußeren lang- und kurzwelligen p- und s-Komponenten gleicher Nummer einen Intensitätsunterschied zeigen;

der sich mit der Richtung des Feldes in bezug auf die Richtung der Kanalstrahlen umkehrt Wenn Feld und Kanalstrahlen die gleiche Richtung haben, ist die langwellige Komponente einer H-Serienlinie intensiver als die kurzwellige Komponente gleicher Nummer; bei Gegenschaltung von Feld und Kanalstrahlen ist das umgekehrte der Fall. Nachdem die Feinzerlegung der H-Linien aufgefunden war, veranlaßte ich unter dem Gesichtspunkt der Zuordnung von p- und s-Komponenten Herrn H. Lunelund (Helsingfors), im Aachener Physik. Institut eine Untersuchung uber den Schwarzungsunterschied lang- und kurzwelliger Komponenten in der Feinzerlegung auszufuhren. Mit seinem Einverstandnis mache ich folgende vorläufige Mitteilung daruber.

Weil bei der Gleichschaltung von Feld und Kanalstrahlen, wie in Abschnitt 14 dargelegt wurde, die Versuchsbedingungen für die gestellte Aufgabe reinlicher sind als bei Gegenschaltung, so wahlte Lunelund jene Schaltung. Bei Gewinnung desjenigen Spektrogramms, von denen die Messungen der Tabelle IX abgenommen sind, betrug die Feldstarke ungefahr 74000 Volt $\times$ cm^{-1}; die Kanalstrahlen wurden bei einem konstanten Kathodenfall von etwa 10000 Volt mit Hilfe einer Influenzmaschine von 20 Platten erzeugt. Die Schwarzungen der in der Tabelle angegebenen Kom-

Tabelle IX.

Linie	Kompon.-Art	Kompon.-Nummer	Schwarzungsunterschied
H_β	p-Kompon.	5—5	0,36 (1,98)
		4—4	0,16 (1,37)
		3—3	0,03 (1,06)
	s-Kompon.	3—3	0,20 (1,48)
		2—2	0,013 (1,03)
		1—1	0,007 (1,01)
H_γ	p-Kompon.	6—6	0,42 (2,19)
		5—5	0,18 (1,42)
		4—4	0,003 (1,00)
	s-Kompon.	4—4	0,23 (1,56)
		3—3	0,07 (1,14)
		1—1	0,007 (1,01)

ponenten waren eben noch normal. Die Zahlen in Klammern neben den Schwärzungsunterschieden geben angenähert das Intensitätsverhältnis nach der in Abschnitt 14 angegebenen quadratischen Formel.

Wie aus der Tabelle IX hervorgeht, nimmt das Intensitätsverhältnis einer lang- zu der kurzwelligen Komponente gleicher Nummer von außen nach innen in dem Komponentensystem, also mit sinkender Nummer ab, indem es bei Annäherung an die Frequenz der unzerlegten Linie dem Werte Eins sich nähert. Diesem Gesetz folgen sowohl die p- wie die s-Komponenten.

Nach Gewinnung des vorstehenden Resultates können wir mit mehr Vertrauen an die wichtige Frage der Zuordnung der p- und s-Komponenten der feinzerlegten Wasserstofflinien herantreten. Solange man nur die wenigen angenähert gleich intensiven Komponenten der Grobzerlegung kannte, durfte man z. B. bei H_γ die p- und s-Komponenten ohne eine eingehende Begründung in folgender Weise einander zuordnen. Die zwei äußeren p-Komponenten entsprechen den angenähert gleich intensiven äußeren s-Komponenten, die zwei inneren p-Komponenten der einen inneren s-Komponente, die zwei zusammenfallende oder wenig verschiedene Frequenzen darstellt; bei H_β entsprechen die zwei äußeren p- den zwei äußeren s-Komponenten. Mit dem Worte „entsprechen" oder „Zuordnung" hatte man folgenden Sinn zu verbinden. Ein Elektron, welches an der Emission einer H-Linie beteiligt ist, mag in drei senkrecht zueinander stehenden Achsen Schwingungen ausführen, also drei Freiheitsgrade besitzen, im elektrischen Feld liefert dann die Schwingung parallel der Feldachse eine p-Komponente, die zwei senkrecht dazu stehenden Schwingungen liefern eine einzige polarisierte s-Komponente im Quereffekt und eine unpolarisierte Komponente von gleicher Frequenz im Längseffekt. Eine p-Komponente gibt demnach den einen Freiheitsgrad, eine s-Komponente die zwei anderen Freiheitsgrade eines Serienelektrons. Die einander zugeordneten oder entsprechenden p- und s-Komponenten stellen also die drei Freiheitsgrade eines Elektrons im elektrischen Feld dar.

Diese Zuordnung der Komponenten in der Grobzerlegung erfolgte demnach unter dem Gesichtspunkte der Reihenfolge der Komponenten von außen nach innen und gleichzeitig unter dem Gesichtspunkt angenähert gleicher Intensität.

Nachdem indes die Feinzerlegung der H-Serienlinien gelungen ist, erscheint die frühere Zuordnung von p- und s-Komponenten in

der Grobzerlegung in Frage gestellt. Es kann eine Zuordnung der p- und s-Komponenten jedenfalls nicht mehr unter dem Gesichtspunkt gleicher Intensität und gleichzeitig unter dem Gesichtspunkt der Komponentenfolge von außen nach innen vorgenommen werden. Denn sowohl bei H_β wie bei H_γ und H_δ springt die Intensität der p-Komponenten in der Nummernreihe von außen nach innen nach einem anderen Gesetz als diejenige der s-Komponenten; wollte man also angenähert gleich intensive p- und s-Komponenten einander, d. h. als Freiheitsgrade demselben Elektron zuordnen, so würden die den aufeinanderfolgenden p-Komponenten entsprechenden s-Komponenten in ziemlich regelloser Weise durcheinander gewürfelt werden.

Wahrscheinlicher ist, daß die Intensität einer langwelligen p-Komponente zu derjenigen der kurzwelligen Komponente gleicher Nummer angenähert in demselben Verhältnis steht wie die Intensitäten der ihnen zugeordneten lang- und kurzwelligen s-Komponenten. Nimmt also dieses Intensitätsverhältnis für die s-Komponenten in derselben Weise von außen nach innen Nummer für Nummer ab wie für die p-Komponenten, so ist es wahrscheinlich, daß die p- und s-Komponenten in stetiger Reihenfolge von außen nach innen einander zuzuordnen sind, also die äußerste kurzwellige p-Komponente der äußersten kurzwelligen s-Komponente, die folgende p-Komponente der folgenden s-Komponente usw.

Eine notwendige Voraussetzung der vorstehenden Zuordnung je einer s-Komponente zu je einer p-Komponente ist, daß eine Linie ebenso viel s- wie p-Komponenten zählt. Nach den bisherigen Resultaten über die Feinzerlegung der H-Linien folgt sie wirklich dieser Gesetzmäßigkeit. Dies lassen die Tabellen III und IV für H_β und H_γ erkennen, und wenn bei H_δ zwei s-Komponenten mehr als p-Komponenten in der Tabelle V angeführt sind, so möchte ich dieser Abweichung kein entscheidendes Gewicht beimessen. Es ist nämlich möglich, daß zwei p-Komponenten unterbelichtet blieben, oder daß zwei der fraglichen s-Komponenten falsch sind.

Eine endgültige Zuordnung der p- und s-Komponenten der H-Linien nach den obigen Gesichtspunkten ist allerdings noch nicht auf Grund der von mir mitgeteilten bisherigen Resultate möglich, da darin noch mehrere Komponenten als fraglich zu bezeichnen sind und da vielleicht mit noch besseren experimentellen Hilfsmitteln weitere p- und s-Komponenten herausgeholt werden können.

Indes kommt es bei dem gegenwärtigen Stand der Forschung nicht darauf an, daß wir die genaue, endgültige Komponentenzahl der H-Linien kennen. Ist jene Art der Zuordnung richtig, dann läßt sich schon jetzt die überraschende wichtige Folgerung ziehen, daß bei der Emission der H-Linien im elektrischen Feld eine p-Komponente im allgemeinen nicht dieselbe Intensität wie die zugeordnete s-Komponente besitzt. Dies würde bedeuten, daß die Schwingungen eines gewissen Serienelektrons des Wasserstoffatoms parallel der Feldachse eine intensivere Lichtemission liefern als die Schwingungen in zwei dazu senkrechten Achsen, während für ein anderes Serienelektron das Umgekehrte der Fall sein kann

Ein derartiges merkwürdiges Verhalten würde zu der Folgerung Grund geben, daß auch im elektrisch unbeeinflußten Träger der Serienlinien die Schwingungen der Serienelektronen parallel einer ausgezeichneten Atomachse intensiver emittieren als in den dazu senkrecht stehenden Achsen. Wird dann der Linienträger durch das elektrische Feld so eingestellt, daß die Achse seines elektrischen Moments wenig von der Feldachse abweicht, so geraten die durch intensive Lichtemission ausgezeichneten Schwingungsachsen verschiedener Serienelektronen in verschiedene Orientierung zu der Feldachse, das Intensitätsverhältnis der p- und s-Komponenten wird darum von Elektron zu Elektron verschieden

Mit der vorstehenden Folgerung bin ich von den Resultaten der Erfahrung schon weit abgeschweift und es wäre nur mehr ein Schritt zu dem in Abschnitt 38 gegebenen Bild der Anordnung von Serienelektronen im Wasserstoffatom. Indes mag die Wichtigkeit des aufgeworfenen Problems der Zuordnung der p- und s-Komponenten der H-Linien zusammen mit dem ebenso wichtigen Problem der Einstellung der elektrischen Achse eines Linienträgers auf die Achse eines starken elektrischen Feldes die Abirrung entschuldigen.

20. Diffuse Nebenserie des Heliums I. des Lithiums und des Heliums II in Grobzerlegung.

Helium besitzt nach C Runge und F. Paschen[1]) zwei Seriensysteme (scharfe Haupt- und scharfe Nebenserie, diffuse Nebenserie). Da, wie ich zeigen[2]) konnte, die bisher dem Wasserstoff zugeordnete Hauptserie in Wirklichkeit eine Heliumserie ist, so gehört nicht das eine System dem positiv einwertigen, das andere dem zweiwer-

1) C. Runge u F. Paschen, Berl. Ber. 1895, S 639, 749.
2) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 468, 1914.

tigen Heliumatomion an, wie ich fruher[1]) vermutete; sondern beide Systeme haben das positiv einwertige Heliumatomion als Trager und jene Hauptserie und die mit ihr verknupfte Pickeringsche Nebenserie werden vom positiv zweiwertigen Heliumatomion emittiert; sie erscheinen namlich in der positiven Saule des oszillatorischen Funkens und in der negativen Glimmschicht in reinem Helium, stellen also das Funkenspektrum[2]) des Heliums dar Lediglich zur Unterscheidung der zwei Systeme sei der Trager des einen „Helium I", der des anderen „Helium II" genannt.

Den Serien des Heliums I entsprechen die Serien des Lithiums, so besitzt dieses wie jenes eine diffuse Nebenserie. Rydberg hat die diffusen Nebenserien dieser zwei Elemente durch folgende zwei Formeln dargestellt.

$$\frac{1}{\lambda} = N_0 \left[\frac{1}{(1+0{,}939\cdots)^2} - \frac{1}{(0{,}996\cdots+m)^2}\right] \; He\ \mathrm{I}$$

$$\frac{1}{\lambda} = N_0 \left[\frac{1}{(1+0{,}958\cdots)^2} - \frac{1}{(0{,}998\cdots+m)^2}\right] \; Li$$

Hierdurch wird die Wellenzahl ($1/\lambda$) eines jeden Seriengliedes erhalten, wenn dessen Nummer, eine Ziffer in der Reihe der ganzen Zahlen 2, 3, 4 . ., in die Formel eingesetzt wird Es entsprechen also diejenigen Serienlinien der zwei Elemente einander, welche gleiche Nummer haben. Nachdem sich die Art der Zerlegung eines Gliedes der Balmerschen Wasserstoffserie in so merkwurdiger Weise abhangig von der Gliednummer ergeben hatte, durfte man gespannt sein, ob eine ahnliche Gesetzmaßigkeit hinsichtlich der Rolle der Gliednummer bei den diffusen Nebenserien anderer Elemente wiederkehrt.

Fig 2 und Fig. 3 auf Tafel II geben eine Anschauung von der elektrischen Grobzerlegung der vier ersten Glieder der diffusen Nebenserie des Heliums I und des Lithiums. In der Fig. 2 sind oberhalb und unterhalb des Spektrogramms der zerlegten Linien die unzerlegten Linien zum Vergleich aufgenommen, in Fig. 3 fehlen diese Vergleichslinien.

In überraschender Weise gibt sich wieder die Nummer einer jeden Linie durch die Zahl der angenahert gleich intensiven p- und s-Komponenten zu erkennen. In beiden Serien besitzt die Linie Nummer 2

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **40**, 499, 1913.

2) Vgl J. Stark, Bogen- und Funkenlinien (ein- und mehrwertige Linien) in den Kanalstrahlen, Phys. Zeitschr. **14**, 102, 1913.

nach Rydbergs Formel eine *p*- und eine *s*-Komponente, Nummer 3 zwei *p*- und zwei *s*-Komponenten, Nummer 4 drei *p*- und drei *s*-Komponenten, Nummer 5 vier *p*- und vier *s*-Komponenten. Geht diese Zunahme der Komponentenzahl um eine *p*- und *s*-Komponente mit fortschreitender Gliedernummer weiter? Wird also die Linie Nummer 6 in fünf *p*- und fünf *s*-Komponenten zerlegt? Leider konnte ich diese wichtige Frage wegen der geringen Intensität der Linie Nummer 6 noch nicht experimentell beantworten. Jedenfalls lassen sich aber bis zur Nummer 5 die Nummern der ersten Glieder der diffusen Nebenserien auf Grund der Zahl ihrer elektrischen Komponenten ermitteln, wenigstens wenn das obige Nummerngesetz, wie wahrscheinlich ist, auch für die diffusen Nebenserien anderer Elemente gilt.

Beim Vergleich der Zerlegungen der *He*- und der *Li*-Linien nach Fig. 2 und 3 der Tafel II fällt die weitgehende Übereinstimmung der Zerlegungen von Linien gleicher Nummer für die zwei Elemente auf. So kehrt die Dissymmetrie der Zerlegung hinsichtlich Intensität und Abstand der Komponenten bei der *He* I-Linie λ 4472 Å bei der *Li*-Linie λ 4602 Å wieder. Bei beiden Elementen haben die äußeren *p*-Komponenten fast denselben Abstand wie die zwei äußeren *s*-Komponenten. Immerhin ist der Abstand der *p*-Komponenten etwas größer. Die äußeren Komponenten sind also in der Tat im Quereffekt vollständig geradlinig polarisiert. Ob auch die inneren *p*- und *s*-Komponenten etwas verschiedene Wellenlängen haben oder ob sie als eine einzige unpolarisierte Linie aufzufassen sind, haben genaue Messungen mit Hilfe großer Dispersion zu entscheiden.

Der einzige Unterschied zwischen den Zerlegungen der entsprechenden Linien der zwei Elemente besteht in der Größe des Komponentenabstandes. Dieser ist für das Lithium ein wenig kleiner als für das Helium I. Der Vergleich der entsprechenden Zahlen in Tabelle X und XI läßt darüber keinen Zweifel. Bezüglich der Genauigkeit der Zahlen der Tabellen gelten die gleichen Einschränkungen, welche in Abschnitt 16 für die Grobzerlegung der Wasserstofflinien gemacht wurden.

Die Tafel II gestattet noch einen anschaulichen Vergleich der Zerlegungen der diffusen Nebenserien des Wasserstoffs, des Heliums und des Lithiums. Wie ohne weiteres zu ersehen ist, steht gemäß der elektrischen Spektralanalyse die Dynamik der Serienelektronen des Lithiums derjenigen des Heliums näher als jede

Tabelle X
Helium I (28500 Volt $\times$ cm).

Serie	Wellenlänge in Å.	Gliednummer	Komponentenabstand, parallele Schwing.	Intensität, Bemerkung	Komponentenabstand, senkrechte Schwing.	Intensität, Bemerkung
Diffuse Nebenserie	5875,87	2	+ 0,14	4	+ 0,09	4
	4471,65	3	+ 1,20	8	+ 1,07	8
			+ 0,04	1, zweifelhaft	+ sehr klein	1, zweifelhaft
			— 2,94	6	— 2,63	6
	4026,34	4	+ 3,47	5	+ 3,12	5
			— 0,40	5	— 0,40	5
			— 4,23	4	— 4,01	4
	3819,75	5	+ 5,34	2	+ 5,16	2
			+ 1,78	3	+ 1,78	3
			— 2,05	3	— 1,69	3
			— 5,96	2	— 5,61	2, verbreitert
	3705,15	6	+ 8,28	1, zweifelhaft	+ 7,30	1, zweifelhaft
			+ 4,23	1	+ 3,74	1
			— 0,58	1	— 0,31	1
			— 4,54	1	— 3,18	1
			— 9,41	1	— 7,39	1

Tabelle XI.
Lithium (38000 Volt $\times$ cm^{-1}).

Serie	Wellenlänge in Å.	Gliednummer	Komponentenabstand, parallele Schwing.	Intensität, Bemerkung	Komponentenabstand, senkrechte Schwing.	Intensität, Bemerkung
Diffuse Nebenserie	6103,84	2	+ klein	3	+ klein	3
	4602,37	3	+ 1,24	8	+ 1,07	8
			— 0,53	1, zweifelhaft	— 0,53	1, zweifelhaft
			— 3,43	6	— 3,12	6
	4132,93	4	+ 3,56	3	+ 2,98	3
			— 0,71	4	— 0,62	4
			— 4,98	2	— 4,63	2
	3915,59	5	+ 6,41	1, ungenau	+ 6,27	1, ungenau
			+ 1,82	1 "	+ 1,42	1 "
			— 2,94	1 "	— 2,22	1 "
			— 7,21	1 "	— 6,45	1 "

von ihnen der Dynamik der Serienelektronen des Wasserstoffs. Wie die Serienkonstanten jener zwei Elemente nach den Rydbergschen Formeln von dem Werte Eins der Konstanten des Wasserstoffs abweichen, so scheint auch die elektrische Zerlegung der Serienlinien des Heliums und Lithiums unter einem Zwang zu erfolgen, welcher eine Abweichung von der Zerlegung der Wasserstofflinien bedingt.

Die diffuse Nebenserie von Helium II ist das vierte Beispiel einer in mehreren Gliedern untersuchten diffusen Nebenserie. Leider konnten wir wegen der geringen Lichtstärke ihrer Linien bis jetzt nur die Zerlegung zweier Gliednummern beobachten. Wie aus Tabelle XII zu entnehmen ist, lehrt der Vergleich der Gliednummern 3 und 4, daß auch hier die Zahl der angenähert gleich intensiven *p*- und *s*-Komponenten von Glied zu Glied mindestens um Eins zunimmt. Bemerkenswert ist weiter, daß sowohl Glied 3 wie Glied 4 in der Serie von Helium II weiter zerlegt ist als in der Serie von Helium I.

Tabelle XII.
Helium II (28500 Volt × cm⁻¹)

Serie	Wellenlänge in Å.	Gliednummer	Komponentenabstand, parallele Schwing.	Intensität, Bemerkung	Komponentenabstand, senkrechte Schwing.	Intensität, Bemerkung
Diffuse Nebenserie	6678,37	2	+ 0,44	1	+ 0,34	1
	4922,10	3	+ 2,49	4	+ 1,91	4
			— 0,89	1, zweifelhaft	— 0,89	1, zweifelhaft
			— 2,68	3	— 2,67	2
	4388,10	4	+ 4,81	2	+ 4,09	2, verbreitert
			+ 0,53	2	— 0,13	3
			— 4,27	1	— 4,01	1
			— 7,74	2	— 7,74	1
	4143,92	5		mindestens 4 Kompon.		mindestens 4 Kompon.

21. Scharfe Haupt- und scharfe Nebenserie des Heliums I, Lithiums und Heliums II.

Helium I, Lithium und Helium II besitzen je eine scharfe Haupt- und eine scharfe Nebenserie. Die Linien dieser Serien werden von dem elektrischen Feld viel weniger als die gleich-

nummerigen Linien der diffusen Nebenserien zerlegt. Die Dispersion des von mir verwendeten Konkavgitters (1,5 m) gestattete über ihre Zerlegungen keine genauen Messungen. Die Komponentenabstände, welche ich und **Kirschbaum** für Linien der Hauptserie des Heliums I und Lithiums mitgeteilt haben, sind ungenau und vielleicht nicht einmal dem Vorzeichen nach richtig. Dagegen darf für die ersten Linien (4 und 5) der scharfen Nebenserie des Heliums I und des Lithiums als sicher gestellt betrachtet werden, daß bei ihnen auf der langwelligen Seite der unzerlegten Linie je eine *p*- und eine *s*-Komponente auftritt; außerdem ist der Komponentenabstand von der unzerlegten Linie für die Linie Nummer 5 sicher größer als für die Nummer 4.

Bemerkenswert ist, daß die Linien der scharfen Haupt- und Nebenserie von Helium II, ebenso wie dies für die diffusen Nebenserien festgestellt wurde, merklich weiter zerlegt werden als die entsprechenden Linien von Helium I. Für sie konnten darum auch einigermaßen genaue Messungen ausgeführt werden. Diese sind in Tabelle XIII mitgeteilt.

Tabelle XIII.
Helium II (28500 Volt $\times$ cm^{-1}).

Serie	Wellenlänge in Å	Gliednummer	Komponentenabstand, parallele Schwing.	Intensität, Bemerkung	Komponentenabstand, senkrechte Schwing.	Intensität, Bemerkung
Scharfe Hauptserie	20400	1		nicht beob.		nicht beob.
	5015,73	2	— sehr klein		— sehr klein	
	3964,87	3	— 0,40	3	— 0,31	3
	3613,78	4	+ 0,67	1	+ 0,66	1
			— 2,31	2	— 1,82	2
Scharfe Nebenserie	7281,81	2		nicht beob.		nicht beob.
	5047,82	3		nicht beob.		nicht beob.
	4437,72	4	+ 0,80	2	+ 0,71	2
	4169,13	5	+ 1,78	1	+ 1,60	1

Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, werden die ersten Glieder der Haupt- und Nebenserie entgegengesetzt dissymmetrisch zerlegt; während in der Nebenserie die intensive *p*- und *s*-Komponente auf der langwelligen Seite der unzerlegten Linie auftritt, erscheint sie in der Hauptserie auf der kurzwelligen Seite. Ob dieses Ver-

haltnis von Haupt- und Nebenserie auch bei anderen Elementen wiederkehrt, haben genaue Untersuchungen zu ermitteln. Nach den Andeutungen, welche sich bis jetzt von den ersten Gliedern der Hauptserie anderer Elemente gewinnen ließen, scheint es nicht der Fall zu sein. Doch ist nicht ausgeschlossen, daß diese Andeutungen irrtumlich sind.

Die Hauptserienlinie λ 3614 Å von Helium II stellt bis jetzt das einzige Beispiel dar, in dem die kurzwellige p- und s-Komponente intensiver ist als die langwellige Komponente, zugleich hat jene Komponente einen großeren Abstand von der ruhenden Linie, entgegengesetzt zu den bei der *He* I-Linie λ 4472 Å beobachteten Verhaltnissen. Die Hauptserienlinie λ 3965 Å von *He* II ist bis jetzt das einzige sichergestellte Beispiel, in dem die einzige merkliche p- und s-Komponente auf der kurzwelligen Seite der unzerlegten Linie erscheint.

22. Feinzerlegung von Heliumlinien.

Nachdem an den Serienlinien des Wasserstoffs die komponentenreiche Feinzerlegung festgestellt ist, durfen wir auf Grund der spektralen Ähnlichkeit auch fur andere Elemente erwarten, daß ihre Serienlinien durch ein sehr starkes elektrisches Feld in eine große Anzahl ungleich intensiver Komponenten zerlegt werden. Es liegt nahe, diese Folgerung zunachst an demjenigen Element zu prufen, welches nach dem Wasserstoff das kleinste Atomgewicht besitzt, also an Helium, zumal an den Linien dieses Elements bereits die Grobzerlegung untersucht worden ist. Diese Aufgabe hat Herr J. Koch (Upsala) im Aachener Physik. Institut unternommen. Mit seinem Einverstandnis teile ich folgende bis jetzt sicher gestellte Resultate mit.

Die Linien von *He* I und *He* II erfahren in einem starken elektrischen Felde (75000—100000 Volt $\times$ cm^{-1}) eine Zerlegung, welche ebenfalls viel mehr Komponenten aufweist als die Grobzerlegung. So wurden an der *He* I-Linie λ 4026 Å in der Grobzerlegung mit Sicherheit nur 3 p- und 3 s-Komponenten beobachtet; Koch hat indes bei dieser Linie in der Feinzerlegung bereits 4 p- und 6 s-Komponenten von verschieden großer Intensitat aufgefunden; von den p-Komponenten sind zwei so verbreitert, daß sie vielleicht durch ein starkeres Feld oder durch eine großere Dispersion weiter zerlegt werden; ferner sind neben ihnen noch

schwachere Komponenten angedeutet, die sich möglicherweise bei großerer Lichtstarke mit Sicherheit herausholen lassen werden.

Die *He* II-Linie λ 4388 Å zeigt in der Grobzerlegung 4 *p*- und 4 *s*-Komponenten, Koch hat an ihr in der Feinzerlegung bis jetzt 7 *p*- und 6 *s*-Komponenten von ungleicher Intensitat feststellen konnen. Außer ihnen durfte bei großerer Lichtstarke noch eine Anzahl lichtschwächerer Komponenten erscheinen.

Die *He* II-Linie λ 4922 Å hat fruher 3 *p*- und 3 *s*-Komponenten ergeben, in der Feinzerlegung ließen sich bis jetzt 7 *p*- und 7 *s*-Komponenten (2 fraglich) herausholen

In einer Hinsicht durfte auch in der Feinzerlegung der *He*-Linien ein Gesetz der Zerlegung der *H*-Linien wiederkehren Bei allen bis jetzt untersuchten *H*-Linien ist namlich die Anzahl der langwelligen *p*- oder *s*-Komponenten gleich der Anzahl der kurzwelligen *p*- oder *s*-Komponenten. Berucksichtigt man die Moglichkeit der weiteren Zerlegung breiter oder intensiver Komponenten der *He*-Linien, so ist wahrscheinlich auch bei ihnen die Anzahl der langwelligen gleich derjenigen der kurzwelligen Komponenten.

Dagegen besteht hinsichtlich der Symmetrie der Zerlegung ein auffallender Unterschied zwischen den zwei Elementen Während bei den *H*-Linien lang- und kurzwellige Komponenten gleicher Nummer (abgesehen von ihrem mit dem Feld umkehrbaren Intensitätsunterschied) die gleiche Intensitat und jedenfalls mit sehr großer Annäherung den gleichen Abstand von der unzerlegten Linie haben, ist dies, wie Koch in der Feinzerlegung feststellen konnte, bei keiner der untersuchten *He*-Linien der Fall Bei ihnen weisen kurz- und langwellige Komponenten gleicher Nummer im allgemeinen einen betrachtlichen Unterschied in der Intensitat und in dem Abstand von der unzerlegten Linie auf. In beiderlei Hinsicht ist die Gruppe der langwelligen *p*- und *s*-Komponenten dissymmetrisch zu der Gruppe der kurzwelligen *p*- und *s*-Komponenten.

23. Beobachtungen an Linien von Elementen größeren Atomgewichts.

Außer an den Linien des Wasserstoffs, Heliums und Lithiums haben ich und Kirschbaum noch an Linien des Kohlenstoffs, Natriums, Magnesiums, Calciums, Aluminiums, Thalliums und Quecksilbers im elektrischen Feld Beobachtungen angestellt. Fur mehrere Linien dieser Elemente haben wir zwar Angaben, uber den Abstand einer scheinbar auf der langwelligen Linienseite auftretenden *p*- und *s*-Komponente gemacht Indes mochte ich diesen

Angaben keinen quantitativen Wert beilegen. Die gemessenen sehr kleinen Komponentenabstände sind vielleicht durch einen systematischen Fehler gefälscht; dieser kann durch einen Temperaturgang während der langdauernden Belichtung oder durch ungleichmäßige Füllung der Gitteröffnung bei der Entwerfung der Vergleichslinien bedingt sein. Dazu kam, daß in den meisten Fällen nur Serienglieder niedriger Nummer in ausreichender Intensität auf der photographischen Platte erschienen, und diese werden ja, wenigstens nach den Erfahrungen an Wasserstoff, Helium und Lithium, weniger zerlegt als die Serienglieder höherer Nummer.

Gleichwohl kann bereits folgendes Resultat auf Grund jener vorbereitenden Untersuchungen als sichergestellt betrachtet werden. Die Serienlinien der Elemente größeren Atomgewichts werden durch das elektrische Feld viel weniger als die entsprechenden Linien von Elementen kleineren Atomgewichts zerlegt. So zeigt das Glied Nummer 3 der diffusen Tripletnebenserie des Calciums, das Glied Nummer 3 und 4 der diffusen Dupletnebenserie des Aluminiums für eine Dispersion von 1 mm : 10 Å und eine Feldstärke von 30000 Volt $\times$ cm^{-1} noch keine deutliche Zerlegung.

Wenn auch jedenfalls innerhalb einer Vertikalreihe des periodischen Systems der Elemente die elektrische Zerlegung von entsprechenden Linien mit wachsendem Atomgewicht abnimmt, so scheint doch das Atomgewicht hierfür nicht allein maßgebend zu sein, sondern vielleicht außerdem noch die Valenzzahl. Es ist nämlich bei einer Dispersion von 1 mm : 8,9 Å und einer Feldstärke von 18000 Volt $\times$ cm^{-1} an den Nummern 2 und 3 der diffusen Tripletnebenserie des Quecksilbers bereits eine deutliche Zerlegung festzustellen trotz des großen Atomgewichts dieses Elementes.

24. Bandenlinien des Wasserstoffs und Stickstoffs im elektrischen Feld.

Die Bandenlinien von Elementen und Verbindungen treten in den Kanalstrahlen nur in geringer Intensität auf. Aus diesem Grunde ist ihre Untersuchung im elektrischen Feld nur mit Hilfe lichtstarker Spektrographen möglich. Bis jetzt konnte erst eine Reihe von Bandenlinien des Wasserstoffs, nämlich λ 4634 — 4632 — 4628 — 4618 — 4583 — 4580 — 4573 — 4568 — 4079 — 4070 — 4067 — 4063 Å und einige Bandenkanten des Stickstoffs, nämlich λ 4651 und 4278 Å und innerhalb der zweiten Bande die

ersten 14 starken Linien hinter der Bandenkante untersucht werden. Die Feldstarke betrug hierbei 13000 bis zu 47000 Volt $\times$ cm^{-1}. An keiner der genannten Bandenlinien konnte eine deutliche Zerlegung festgestellt werden

Aus diesem negativen Resultat darf man nun naturlich keinesfalls folgern, daß allgemein die Bandenlinien durch ein elektrisches Feld nicht zerlegt werden Zeigen ja auch Serienlinien von niedriger Gliednummer nur eine sehr kleine oder keine merkbare Zerlegung Durch sehr starke Felder mogen auch die obigen Bandenlinien zerlegt werden und es mag Bandenlinien geben, die schon von maßig starken Feldern zerlegt werden. Immerhin ist es auffallend, daß zahlreiche Bandenlinien des Wasserstoffs noch nicht ein Zehntel Å-Zerlegung fur Feldstarken zeigen, fur welche die Serienlinien dieses Elementes schon in Komponenten 20 Å Abstand zerlegt sind

Dies war das Resultat unserer fruheren Beobachtungen uber das Verhalten von Bandenlinien in einem elektrischen Feld; wir bedienten uns hierbei des lichtschwachen Konkavgitters von 1,5 m Radius und elektrischer Felder bis zu 40000 Volt $\times$ cm^{-1}. Kurzlich sind wir nun dazu ubergegangen, meine neuen lichtstarken Anordnungen und sehr starke elektrische Felder auch auf die Untersuchung der Bandenlinien des Wasserstoffs anzuwenden. Wir haben hierbei bereits positive Resultate erzielt, indes bietet die Untersuchung der elektrischen Zerlegung der Bandenlinien nicht allein ihrer Kleinheit und Lichtschwäche wegen große Schwierigkeiten, sondern auch wegen der Nähe, Überlagerung und der wahrscheinlichen wechselseitigen Beeinflussung benachbarter Bandenlinien. Sie wird darum viel Zeit, Muhe und Sorgfalt erfordern. Immerhin mogen aber hier bereits einige vorlaufige Resultate mitgeteilt werden, welche einige charakteristische Züge der Zerlegung von Bandenlinien ins Licht treten lassen.

Die Fig. 2 auf Tafel III gibt einige unserer Spektrogramme aus dem Gebiete λ 4634—4412 Å des *H*-Bandenspektrums in etwa siebenfacher Vergrößerung wieder. Das obere und das untere Spektrogramm *A* dient zum Vergleich; es wurde aus dem schwachen Feld der positiven Saule erhalten. Das Spektrogramm *B* wurde aus einem Feld von 48000 Volt $\times$ cm^{-1}, *C* aus einem Feld von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} gewonnen; infolge der Optik des Spektrographen erscheint die untere Hälfte der Spektrogramme *B* und *C*, welche die *p*-Schwingungen wiedergibt, weniger intensiv als

die obere Hälfte, diejenige der s-Schwingungen, ein Intensitätsunterschied, welcher infolge der Kontraststeigerung bei der Wiedergabe gegenüber den Originalspektrogrammen noch vergrößert ist.

Wie aus der Fig. 2 der Tafel III auf Grund des Vergleiches der Spektrogramme zu ersehen ist, sind die Linien λ 4634,2—4632,0—4628,2—4625,6—4618,5—4607,6—4582,8—4572,9—4568,4, die, wie es scheint, Gruppen gleicher Art angehören, Beispiele für H-Bandenlinien, welche in einem Feld von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} bei einer Dispersion von 1 · 16 mm Å noch keine merkliche Zerlegung oder Verschiebung zeigen.

Dagegen sind die Linien der Gruppe bei λ 4412—4422 Å, der Gruppe bei λ 4447—4467 Å und der Gruppe bei λ 4488—4502 Å Beispiele einer merkwürdigen Beeinflussung von Bandenlinien durch das elektrische Feld. So erscheint die Linie λ 4412,5 Å bei 48000 Volt $\times$ cm^{-1} (Spektrogramm B) eben merklich in dem Sinne beeinflußt, daß nahe am Ort der unzerlegten Linie eine nach Rot verbreiterte s-Komponente und bereits merklich nach Rot verschoben eine p-Komponente auftritt; bei 74000 Volt $\times$ cm^{-1} ist die Verschiebung der p-Komponente nach Rot ziemlich groß geworden und die s-Schwingungen haben sich in zwei Komponenten aufgelöst, von denen die eine über der p-Komponente, die andere dicht neben dem Ort der unzerlegten Linie auf deren langwelliger Seite liegt.

Ein anderes Beispiel dieser Art von Zerlegung geben die Linien λ 4461,1 und 4467,3 Å. Bei 48000 Volt $\times$ cm^{-1} ist λ 4461,3 Å in eine breite sehr wenig nach Rot verschobene s-Komponente und eine weiter nach Rot verschobene p-Komponente zerlegt, die Linie λ 4467,3 Å in eine sehr wenig und eine stärker nach Violett verschobene s-Komponente, sowie eine stärker nach Violett verschobene p-Komponente. Die zwei Linien sind also beide einseitig, aber in entgegengesetzter Richtung zerlegt. Bei Erhöhung der Feldstärke rücken darum die Komponenten der zwei Linien einander näher; deshalb sind ihre zwei s-Komponenten bei 74000 Volt $\times$ cm^{-1}, ferner die nahezu ebenso weit wie sie verschobenen p-Komponenten zusammengefallen (Spektrogramm C), während die weniger weit verschobenen s-Komponenten einzeln sichtbar sind.

Soweit ich bis jetzt an unseren Spektrogrammen feststellen konnte, gehorchen die Zerlegungen der H-Bandenlinien folgender Regel: Die Zerlegungen der H-Bandenlinien sind einseitig, es treten entweder nur auf der kurz- oder nur auf der langwelligen

Seite der unzerlegten Linie elektrische Komponenten auf, und zwar eine p-Komponente und eine nahezu gleich weit verschobene s-Komponente und eine zweite weniger weit verschobene s-Komponente.

Über die Abhängigkeit der Zerlegung der H-Bandenlinien von der Feldstärke konnten wir wegen der Kleinheit der Komponentenabstände noch keine genauen Messungen anstellen. Immerhin seien zur ersten Aufklärung die Zahlenangaben der Tabelle XIV mitgeteilt.

Tabelle XIV.

Linie	Feldstärke Volt $\times$ cm^{-1}	Abstand der p-Komponente von der unzerlegten Linie
λ 4412,5 Å	48000	1,1 Å
	74000	1,8
Verhältnis	1,5	1,7
λ 4461	48000	1,4
	74000	2,8
Verhältnis	1,5	2

Gemäß diesen Zahlen, die natürlich durch umfassendere und genauere Messungen ersetzt werden müssen, nimmt der Komponentenabstand für die H-Bandenlinien rascher zu als die Feldstärke.

Der Unterschied zwischen den Serien- und den Bandenlinien des Wasserstoffs gegenüber einem äußeren elektrischen Feld könnte kaum größer sein, als er in Wirklichkeit ist. Während der Komponentenabstand der Serienlinien proportional der ersten Potenz der Feldstärke ist, wächst er bei den Bandenlinien rascher. Während für ein Feld von 74000 Volt $\times$ cm^{-1} die äußerste p-Komponente von H_γ um 16,8 Å von der unzerlegten Linie entfernt ist, beträgt selbst der größte bis jetzt gemessene Abstand der p-Komponente einer Bandenlinie für ein solches Feld erst 2,8 Å. Die Serienlinien werden hinsichtlich Abstand und Intensität der Komponenten mit sehr großer Annäherung symmetrisch nach zwei Seiten, die Bandenlinien dagegen dissymmetrisch, nur nach einer Seite zerlegt.

V. Verwandte Erscheinungen.

25. Verbreiterung von Serienlinien durch große Dampf- und Stromdichte.

Es kommt eine Ursache von Linienverbreiterung in Betracht, welche zweifellos wirklich ist; es ist dies die Linienverschiebung gemaß des Dopplerschen Prinzips auf Grund der thermischen Bewegung der die Linien emittierenden Gasmolekule. Infolge der thermisch ungeordneten Bewegung der Gasmolekule eines Aggregates kommt fur eine jede Linie eine stetige Reihe von Geschwindigkeiten seiner Trager in der Sehachse des Beobachters nach beiden Richtungen vor und hieraus folgt eine symmetrische Verbreiterung der von dem Aggregat emittierten Linie nach beiden Seiten.

Obwohl nun diese Ursache von Linienverbreiterung immer wirksam ist, so tritt sie doch in den meisten Fallen und gerade bei sehr großer Verbreiterung hinter einer anderen Ursache zuruck. Deren Vorhandensein ist jedenfalls daraus zu folgern, daß verschiedene Linien desselben Elements verschieden verbreitert sein konnen, daß dissymmetrische Verbreiterungen und viel größere Verbreiterungen vorkommen, als mit der beobachteten Temperatur des emittierenden Aggregats vertraglich ist

Nachdem festgestellt ist, daß Serienlinien durch ein endliches elektrisches Feld in Komponenten zerlegt werden konnen, hat die Vermutung [1]) an Wahrscheinlichkeit gewonnen, daß Verbreiterungen von Serienlinien unter gewissen Umstanden durch die elementaren elektrischen Felder der den emittierenden Atomen benachbarten Gasmolekule bewirkt werden konnen. Emittiert namlich ein Atom Serienlinien, wahrend es in dem elektrischen Feld eines benachbarten Gasmolekuls von bestimmter Starke sich befindet, so werden die Linien in Komponenten von bestimmtem Abstand zerlegt werden Nun kommen in einem Licht emittierenden Aggregat alle möglichen Abstande der emittierenden Atome von benachbarten Molekulen und darum alle moglichen zwischenmolekularen Felder vor. Darum muß eine von dem Aggregat emittierte Serienlinie als stetige Reihe ihrer elektrischen Komponenten verbreitert erscheinen.

Ist die vorstehende Vermutung uber die Linienverbreiterung durch zwischenmolekulare elektrische Felder richtig, so mussen in den Gesetzmaßigkeiten der Linienverbreiterung unter gewissen

1) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 109, 1906, Ann d Phys. **21**, 422, 1906.

Umständen die Gesetzmäßigkeiten des elektrischen Effekts auf Spektrallinien wiederkehren. Nun liegen über die Linienverbreiterung durch große Dampf- und Stromdichte merkwürdigerweise noch keine systematischen Untersuchungen nach den Gesichtspunkten der Serienlehre vor. Zur Ergänzung zerstreuter Beobachtungen von anderer Seite haben darum ich und H. Kirschbaum[1]) im Anschluß an unsere Untersuchungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien einige qualitative Beobachtungen über Linienverbreiterung gesammelt. Hierbei haben wir auf die Einhaltung folgender wohl ohne weiteres verständlichen Vorschrift geachtet.

Will man aufeinanderfolgende Linien derselben Serie oder Linien gleicher Nummer verschiedener Serien oder verschiedener Elemente miteinander auf photographischem Wege vergleichen, so muß man so lange belichten, bis die verglichenen Linien am Orte ihres unverbreiterten Bildes gleiche Schwärzungen aufweisen. Umgekehrte Linien sind aus naheliegendem Grunde von dem Vergleiche auszuschließen. Bei Beachtung dieser Vorschrift findet man folgende Gesetzmäßigkeiten der Linienverbreiterung durch große Dampf- und Stromdichte.

Innerhalb einer diffusen Nebenserie und auch innerhalb einer scharfen Haupt- und Nebenserie nimmt die Verbreiterung mit steigender Gliednummer zu. Hierfür ist in Fig. 1b und 1c auf Tafel IV für die diffuse Nebenserie des Wasserstoffs und in Fig. 2b für die diffuse Nebenserie des Lithiums ein anschauliches Beispiel gegeben. Wie oben festgestellt wurde, folgt die Zerlegung der Linien einer Serie durch ein endliches elektrisches Feld demselben Gesetz, und zum Zweck des anschaulichen Vergleichs sind in Fig. 1d und 2c auf Tafel IV die elektrischen Zerlegungen unter die Verbreiterungen der drei ersten Glieder der genannten Serien gesetzt.

Einer dissymmetrischen Verbreiterung einer Serienlinie entspricht eine dissymmetrische Zerlegung durch ein äußeres elektrisches Feld. Ein Beispiel hierfür bietet der Vergleich der Fig. 3a und der Fig. 3b auf Tafel IV. Ob diese Dissymmetrie-Analogie der zwei Erscheinungen allgemein gilt, haben weitere Untersuchungen zu prüfen.

Linien der diffusen Nebenserie werden stärker verbreitert als Linien gleicher Nummer von der scharfen Haupt- oder Nebenserie.

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. **43**, 1040, 1914.

Wie wir wissen, zeigt sich im Effekt eines endlichen elektrischen Feldes der gleiche Unterschied zwischen den zwei Serienarten. Der Unterschied in der Verbreiterung der diffusen und der scharfen Nebenserie hat bekanntlich Rydberg zur Wahl der Bezeichnungen „diffus“ und „scharf“ veranlaßt

Die Linienverbreiterung in der diffusen Nebenserie des Wasserstoffs ist größer als fur alle anderen Elemente, wie auch der Effekt des endlichen elektrischen Feldes in ihr großer als fur alle anderen Elemente ist.

Innerhalb einer Vertikalreihe des periodischen Systems der chemischen Elemente nimmt die Verbreiterung entsprechender Linien mit wachsendem Atomgewicht ab, ebenso wie der Effekt eines endlichen elektrischen Feldes

Linien von Elementen wie diejenigen des Quecksilbers, welche trotz des großen Atomgewichts eine merkliche Zerlegung im endlichen elektrischen Feld zeigen, lassen sich auch durch Erhöhung der Stromdichte leicht verbreitern

Die vorstehende Übereinstimmung zwischen den Gesetzmaßigkeiten des elektrischen Effekts und der Verbreiterung von Serienlinien durch große Dampf- und Stromdichte lassen kaum einen Zweifel ubrig, daß diese Art von Linienverbreiterung durch die zwischenmolekularen elektrischen Kraftfelder bewirkt wird. Jedenfalls ist kein elementarer Vorgang bekannt, welcher die angegebenen Erscheinungen der Linienverbreiterung in gleich umfassender Weise zu deuten gestattete

Nun könnte jemand der gegebenen Erklarung der Linienverbreiterung auf Grund der so haufig wiederholten Beobachtungen an den D-Linien die Erklärung entgegensetzen, daß die Verbreiterung durch Vergrößerung der Schichtdicke bewirkt wurde. Eine solche Erklarung ware aber der Ansicht ahnlich, daß der Ursprung der Lichtemission des Fadens einer Gluhlampe in der Länge des Fadens zu suchen sei. Da indes die Verbreiterung der D-Linien so leicht zu beachten ist und da andererseits ihre elektrische Zerlegung nur gering ist, so sei auf diesen scheinbaren Widerspruch gegen die oben gegebene Erklarung zur Vermeidung von Mißverstandnissen etwas naher eingegangen.

Die Zahl der elementaren Emissionen einer Linie in einem zwischenmolekularen Feld von bestimmtem Wert steht zu der Zahl der Emissionen in einem Feld von einem anderen bestimmten Wert bei sonst gleichen Umstanden in einem Verhaltnis, das unabhangig

ist von der Schichtdicke. Dagegen ist das Verhaltnis der Intensitaten der Komponenten der von den zwei Feldstarken zerlegten Linie außerhalb des Aggregats abhangig von der Schichtdicke infolge der Absorption, welche die emittierten Linienkomponenten im Innern des Aggregats auf dem Wege nach außen erfahren. Ist schon fur eine kleine Schichtdicke die Emission sehr intensiv, wie es fur die ersten Glieder der Hauptserien zutrifft, so ist fur sie die Mitte der Linie (kleiner Wert der zwischenmolekularen Felder) bereits mit Licht gefullt und gewinnt bei Vergroßerung der Schichtdicke nur mehr wenig Intensität; außerdem hat sie bereits in der Verbreiterung (starkere zwischenmolekulare Felder) eine erhebliche Intensitat und bei Vergroßerung der Schichtdicke wächst sie hier starker als am Ort der unverbreiterten Linie. So vermag die Linie, obwohl sie durch ein endliches elektrisches Feld nur wenig zerlegt wird, durch Vergrößerung der Schichtdicke eine große Verbreiterung zu gewinnen, weil dann die sehr starken zwischenmolekularen Felder, welche die entsprechende große Zerlegung bewirken, im Aggregat so zahlreich werden, daß die von ihnen erzwungenen Komponenten in großem Abstand von der unzerlegten Linie sich mit merklicher Intensitat fullen. Will man darum die Verbreiterung der ersten Glieder einer Hauptserie oder uberhaupt von intensiv emittierten Linien mit derjenigen anderer Linien einigermaßen quantitativ ohne die Storung durch die Absorption vergleichen, so mussen diese Linien an so dunnen Schichten unter solchen Bedingungen (Funke) beobachtet werden, daß sie auf der photographischen Platte am Orte des unverbreiterten Linienbildes auch nicht viel fruher dieselbe Schwärzung gewinnen als etwa die Linien der diffusen Nebenserie Beachtet man diese Verhältnisse, so findet man, daß die Linien der scharfen Hauptserie, so die D-Linien und Linien von der Art der Quecksilberlinie λ 2536 Å unter den gleichen Versuchsbedingungen weniger als die Linien der diffusen Nebenserie verbreitert werden.

Zum Schluß dieses Abschnittes sei noch kurz von der Art der zwischenmolekularen elektrischen Felder die Rede, welche die behandelte Linienverbreiterung bewirken. Zwischenmolekulare elektrische Felder in einem emittierenden Gas sind nach dem heutigen Stand der physikalischen Forschung keine Hypothese, sondern Tatsache. Es kommen ja im Innern und an der Oberflache chemischer Atome elektrische Quanten vor, da wir diesen elektrische Kraftfelder zuzueignen haben, so haben wir selbst die Oberfläche neu-

traler Atome mit elektrischen Kraftfeldern ausgestattet zu denken, die sich mehr oder weniger weit von ihnen weg erstrecken. Und im Falle der Ionisation eines Gases, wie sie ja immer mit der Emission von Serienlinien verknüpft ist, kommen außer den neutralen Gasmolekülen noch die ein- oder mehrfach geladenen positiven und negativen Ionen in Frage und ihr elektrisches Feld besitzt eine noch viel größere Ausdehnung als dasjenige neutraler Atome. Die Stärke des elementaren Kraftfeldes eines Gasions besitzt noch in einem Abstand von 10^{-6} cm von dem Mittelpunkt der Ladung den Wert 150000 Volt $\times$ cm^{-1}.

Wenn nun auch in der Wirkung der zwischenmolekularen Felder die bestimmende Ursache der Linienverbreiterung durch große Dampf- und Stromdichte erkannt ist, so darf man doch die Verwickeltheit dieser Erscheinung nicht verkennen. Erhöht man nämlich z. B. in einer Flamme oder im Lichtbogen, selbst Festbleiben der Temperatur vorausgesetzt, den Teildruck eines eingeführten Dampfes, so ändern sich nicht bloß die Verhältniszahlen der vorkommenden zwischenmolekularen elektrischen Felder von bestimmter Stärke, sondern die Intensitätsverteilung in einer verbreiterten Linie wird auch durch die gesteigerte Absorption beeinflußt. Und ebenso verwickelt liegen die Verhältnisse bei der Erhöhung der Stromdichte in der positiven Säule des Glimmstroms oder Lichtbogens. Sie bringt einerseits eine Vermehrung der spez. Zahl der positiven und negativen Ionen mit sich, andererseits eine Steigerung der spez. elektrischen Leistung und somit der Temperatur. Eine genaue quantitative Analyse der Linienverbreiterung ist allein aus diesen Gründen sehr schwierig, ganz abgesehen davon, daß die Struktur der sie bewirkenden zwischenmolekularen Kraftfelder nicht aufgeklärt ist und einem Durchschnittswert für die in einem Aggregat vorkommenden Mannigfaltigkeiten schwer eine klare physikalische Bedeutung beigemessen werden kann.

26. Seriengesetze der Linienverbreiterung.

In dem vorstehenden Abschnitt wurde bereits an dem Beispiel der diffusen Nebenserie des Wasserstoffs und des Lithiums gezeigt, daß die Verbreiterung der Linien einer Serie insofern demselben Gesetz wie ihre elektrische Zerlegung folgt, als mit wachsender Gliednummer die Verbreiterung zunimmt. Da auf Grund der Zurückführung der Linienverbreiterung durch Dampf-

dichte auf den elektrischen Effekt von jener auf diesen geschlossen werden kann, so gewinnt die Linienverbreiterung von einer neuen Seite Bedeutung Es erschien darum wunschenswert, jene Gesetzmaßigkeit auf ein umfassenderes Beobachtungsmaterial zu begrunden Diese Aufgabe hat Herr G. Wendt (Aachen) im Aachener Physikalischen Institut übernommen, mit seinem Einverstandnis teile ich folgende bis jetzt erhaltene Resultate mit.

Wendt brachte die von ihm untersuchte Verbreiterung von Serienlinien dadurch hervor, daß er sowohl den Teildruck des Dampfes des untersuchenden Elementes im leuchtenden Gasraum ziemlich groß wahlte wie auch mit sehr großer Stromdichte, nämlich mit dem oszillatorischen Funken einer ziemlich großen Kapazität arbeitete. Gemäß der oben gegebenen Vorschrift, den hinsichtlich der Verbreiterung zu untersuchenden Linien gleiche Schwarzungen am Ort der scharfen Linie zu erteilen, machte er fur die einzelnen Linien einer Serie eine Reihe von Aufnahmen von verschiedener Belichtungsdauer und wählte aus ihnen fur den Linienvergleich diejenigen aus, welche der obigen Vorschrift genugten.

Die Serien des Wasserstoffs und Lithiums gehoren bekanntlich zu der Gruppe der Dupletserien. Wendt untersuchte nun ein weiteres Beispiel von Dupletserien, namlich diejenige des Natriums und zwar an folgenden Linien. Scharfe Hauptserie (die Zahl in Klammern hinter den Wellenlangen gibt die Gliednummer): λ 3303,1—3302,5 ($m=2$), 2852,9 (3); 2680,5 (4); 2594 (5); 2544 (6), scharfe Nebenserie: λ 5153,7—5149,2 (4), 4752,2—4748,4 (5); 4546,0—4542,7 (6); 4423,7—4420,2 (7); diffuse Nebenserie: λ 5688,3—5682,9 (3); 4983,5—4979,3 (4); 4669,4—4665,2 (5); 4500,0—4494,3 (6); 4393,7—4390,7 (7).

Als Beispiel fur die Nebenserie von Triplets untersuchte Wendt die zwei ersten Glieder ($m=2$, $m=3$ nach Rydberg) der scharfen und der diffusen Nebenserie des Quecksilbers, ferner die ersten Glieder ($m=4$, $m=5$ und $m=6$) der scharfen und der diffusen Nebenserie des Strontiums.

Nach Wendt gehorchen die untersuchten Linienverbreiterungen folgenden Gesetzmäßigkeiten. Die Linien der scharfen Haupt- und Nebenserie werden beträchtlich weniger verbreitert als die gleichnummerigen Linien der diffusen Nebenserie Sowohl in der scharfen Haupt- und Nebenserie wie in der diffusen Nebenserie nimmt die Verbreiterung mit wachsender Gliednummer zu.

Innerhalb eines Triplets wird die zweite Komponente etwas stärker verbreitert als die dritte, die erste Komponente wieder stärker als die zweite

27. Druckverschiebung von Spektrallinien.

Wie W. J. Humphreys und J. F. Mohler[1]) gefunden und andere Autoren bestätigt haben, verschiebt sich bei Erhöhung des Druckes in einem Licht emittierenden Gasraum der Ort größter Intensität sehr vieler Serienlinien um einen kleinen Betrag nach längeren Wellen; gleichzeitig hat, wenigstens in weitaus den meisten Fällen, eine Verbreiterung der verschobenen Linien statt.

Diese Gleichzeitigkeit legt die Vermutung nahe, daß die Druckverschiebung mit der Linienverbreiterung ursächlich verknüpft ist. Es liegt auf der Hand, daß die Dopplersche Verschiebung und Verbreiterung einer Linie infolge der thermischen Bewegung der Gasmoleküle eine Verschiebung des Intensitäts-Höchstwertes nicht bewirken kann; denn zwei Drittel der im Gas vorkommenden Bewegungsgröße von emittierenden Molekülen steht senkrecht auf der Sehachse des Beobachters und die aus der Bewegung in der Sehachse sich ergebende Verbreiterung erfolgt symmetrisch nach den zwei Seiten einer Linie.

Dagegen kann die stetige Aneinanderreihung der Komponenten einer Linie infolge ihrer von Atom zu Atom in einem Aggregat verschieden großen Zerlegungen eine Verschiebung der Wellenlänge ihrer größten Intensität zur Folge haben. Eine solche Verschiebung tritt nämlich dann ein, wenn die lang- bzw. die kurzwelligen Komponenten intensiver sind als die kurz- bzw. die langwelligen Komponenten und einen gleich großen oder sogar einen kleineren Abstand von der unzerlegten Linie haben; ist der Abstand größer, so kann trotz größerer Intensität die Verschiebung nach der Seite der intensiveren Komponenten ausbleiben, zudem darf die Intensität einer etwa am Ort der unzerlegten Linie erscheinenden Komponente nicht sehr viel größer sein als die Intensität einer seitlichen Komponente.

Die vorstehenden Voraussetzungen für eine Verschiebung des Ortes größter Intensität einer Linie nach längeren Wellen sind nun von der elektrischen Zerlegung aller bis jetzt untersuchten

1) W. J. Humphreys u. J. F. Mohler, Astrophys. Journ. **3**, 144, 1896. Vgl. W. J. Humphreys, Bericht über die Verschiebung von Spektrallinien durch Druck. Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 324, 1908

Serienlinien erfullt, mit Ausnahme der Hauptserienlinien von *He* II. Insbesondere ist in schwachen Feldern bei den untersuchten ruhenden Serienlinien die langwellige Komponente intensiver als jede andere Ware darum die Druckverschiebung nicht bereits bekannt, so mußte man sie als eine Begleiterscheinung der Linienverbreiterung durch die zwischenmolekularen elektrischen Kraftfelder folgern und experimentell aufsuchen.

Da eine Linienverschiebung durch Druckerhohung bekannt ist, so liegt es nahe, in ihr die vorstehende theoretisch gefolgerte Verschiebung zu erkennen Geschieht dies mit Recht, so mussen die Eigentumlichkeiten und Gesetzmaßigkeiten des elektrischen Effektes von Serienlinien in den Gesetzmaßigkeiten ihrer Druckverschiebung wenigstens angedeutet sein.

Die einzige Gesetzmaßigkeit, welcher die Druckverschiebung von Spektrallinien wenigstens in den meisten Fallen zu folgen scheint, besteht darin, daß die Anderung der Wellenlänge bei ihr proportional dem Gasdruck ist, unter welchem die Lichtemission erfolgt. Da der Mittelwert der zwischenmolekularen Feldstarken, welche die Verbreiterung und Verschiebung des Intensitatsgipfels bewirkt, unter sonst gleichen Umstanden jedenfalls angenahert proportional dem Gasdruck ist und die elektrische Zerlegung proportional der ersten Potenz der Feldstarke erfolgt, so ist jene Proportionalitat von dem hier gewonnenen theoretischen Standpunkt aus verstandlich. Vor allem steht auch das Vorzeichen der Druckverschiebung, namlich die Zunahme der Wellenlange mit steigendem Druck in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß in den meisten bis jetzt untersuchten Fallen von elektrischer Linienzerlegung fur kleine Feldstärken die langwellige Komponente intensiver als die ubrigen Komponenten ist und keinen erheblich großeren Abstand von der unzerlegten Linie hat. Nur die Hauptserienlinien von *He* II haben auf der kurzwelligen Seite die intensivere Komponente; indes ist hieraus noch kein Einwand gegen die hier angenommene Erklärung der Druckverschiebung abzuleiten, diese Linien sind nämlich noch nicht auf Druckverschiebung untersucht und es ist kein Grund einzusehen, warum diese in Ausnahmefallen nicht auch nach kürzeren Wellenlangen erfolgen sollte.

Vergleicht man die bis jetzt auf den elektrischen Effekt untersuchten Serienlinien hinsichtlich Größe und Intensitatsdissymmetrie der Zerlegung mit ihren Druckverschiebungen, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den hier und den dort beobachteten

Werten. So zeichnet sich die Druckverschiebung der *Li*-Linien und die Größe und Intensitatsdissymmetrie ihres elektrischen Effektes vor den entsprechenden Linien anderer Elemente durch ihren großen Wert aus, das gleiche gilt von allen Alkalien gegenuber den meisten ubrigen Elementen. Einige Linien des Quecksilbers zeigen trotz des großen Atomgewichts dieses Elementes einen betrachtlichen elektrischen Effekt und demgemäß auch eine relativ große Druckverschiebung.

Die meisten der bis jetzt untersuchten Bandenlinien unterliegen nicht in merkbarer Weise der Druckverschiebung; dementsprechend haben wir auch an einer Anzahl von Bandenlinien des Stickstoffs und Wasserstoffs keinen oder nur einen sehr kleinen elektrischen Effekt feststellen konnen

Was die Abhängigkeit der Druckverschiebung von der Wellenlange betrifft, so lauten die Angaben hieruber recht schwankend, wie auch die elektrische Zerlegung von Linien verschiedener Serien recht verschieden sein kann. Nur innerhalb einer und derselben Serie soll die Druckverschiebung in bestimmter Weise von der Wellenlange abhangen, namlich mit dieser zusammen abnehmen Freilich liegen hieruber recht sparliche experimentelle Beobachtungen vor; immerhin erschiene ein derartiger Zusammenhang auch mit den Erfahrungen uber den Effekt des elektrischen Feldes vertraglich. Es nimmt namlich die Intensitatsdissymmetrie der elektrischen Komponenten einer Linie mit abnehmender Wellenlange innerhalb einer Serie ab

Freilich bringt uns gerade diese Seite der Druckverschiebung von Spektrallinien zum Bewußtsein, wie verwickelt diese Erscheinung ist. Wenn sie wirklich, was zum mindesten wahrscheinlich ist, eine Begleiterscheinung der Linienverbreiterung durch die zwischenmolekularen elektrischen Felder ist, dann erscheint ihre genaue theoretische Beschreibung ziemlich aussichtslos, solange wir fur eine Linie nicht genau die Abhangigkeit ihrer elektrischen Zerlegung von der Feldstarke hinsichtlich Abstand und Intensitatsverhaltnis der Komponenten auch fur kleine Feldstarken kennen und auch über die Struktur der wirksamen zwischenmolekularen elektrischen Kraftfelder nicht unterrichtet sind.

28. Zerlegung bewegter Serienlinien durch ein transversales Magnetfeld.

Eine ebenso geistreiche wie wichtige Anwendung der elek-

trischen Zerlegung von Serienlinien hat W Wien[1]) auf Grund folgender Überlegung gemacht Ein elektrisches Quantum von der Ladung e und der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ erfahrt in einem transversalen magnetischen Feld von der Starke $\mathfrak{H}$ die bekannte Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$, die sowohl senkrecht zu $\mathfrak{H}$ wie zu $\mathfrak{v}$ steht. Bewegt sich also ein Kanalstrahl, der Licht emittierende Elektronen neben positiven Quanten enthalt, durch ein transversales Magnetfeld, so wirkt von außen her auf jedes negative Quantum die Kraft $-e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$, auf jedes positive Quantum die Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$, genau wie wenn auf den Kanalstrahl ein elektrisches Feld von der Starke $\mathfrak{E}=\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$ senkrecht zu $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{v}$ gelegt ware. Wenn darum die elektromagnetischen Gesetze auch noch fur ein in der Lichtemission begriffenes Elektron gelten, dann ist nach Wien dieselbe Zerlegung von Serienlinien durch die Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$ von Seite eines transversalen Magnetfeldes auf einen Kanalstrahl zu erwarten wie von Seite des elektrischen Feldes, wenigstens fur den Sonderfall, daß alle Kanalstrahlenteilchen, welche dieselbe Serienlinie emittieren, die gleiche Geschwindigkeit besitzen.

Leider ist diese Voraussetzung in einem Kanalstrahlenbundel nicht erfüllt, vielmehr besitzen in ihm Teilchen, welche dieselbe Serienlinie emittieren, eine stetige Reihe von Geschwindigkeiten; sie sind darum in einem transversalen Magnetfeld nicht alle derselben Lorentzschen Kraft wie in einem elektrischen Feld von der Stärke $\mathfrak{E}$ unterworfen, sondern einer stetigen Reihe von Werten der Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$. Beobachtet man also senkrecht zur Achse dieser Kraft die von den Kanalstrahlen emittierten Linien, so erhalt man in ihrem Quereffekt nicht wie im Falle des elektrischen Feldes eine Zerlegung fur einen einzigen Kraftwert, sondern eine stetige Reihe von Zerlegungen; es werden sich demnach die p- und die s-Komponenten je zu einer verbreiterten Linie aneinanderreihen. Doch muß der Streifen der p-Komponenten entsprechend dem größeren Abstand der p-Komponenten im elektrischen Feld eine größere Breite als der Streifen der s-Komponenten besitzen. Zudem muß,

1) W. Wien, Ber. d. Berlin. Akad. d. Wiss. 1914, 70

wenn die zugrunde gelegte theoretische Überlegung richtig ist, die Breite eines jeden Streifens dem Abstand der außeren p-Komponenten, bzw. dem Abstand der außeren s-Komponenten fur den großten Wert der Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$ gleich sein.

Durch die Prufung dieser Punkte laßt sich also die Wirklichkeit des vermuteten neuen Effektes nachweisen Und W Wien ist es in der Tat gelungen, die nicht geringen experimentellen Schwierigkeiten, welche sich dieser Prufung in den Weg stellen, zu uberwinden und den Nachweis der Zerlegung von bewegten Serienlinien durch ein transversales Magnetfeld zu fuhren.

Fur diesen Zweck kamen zunachst nur die Wasserstoffkanalstrahlen in Betracht, denn diesen allein können so große Geschwindigkeiten erteilt werden, daß die Lorentzsche Kraft und die von ihr bewirkte Zerlegung einer bewegten Serienlinie gleich derjenigen in einem elektrischen Feld von 10000—30000 Volt $\times$ cm^{-1} wird. So ist die Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$ auf ein Elektron, wie leicht zu rechnen ist fur 30000 Gauß und $\mathfrak{v} = 10^8$ cm sec^{-1} gleich der elektrischen Kraft in einem Feld von 10000 Volt $\times$ cm^{-1}. Demgemaß verwandte Wien Wasserstoffkanalstrahlen und fuhrte seine spektrographischen Beobachtungen an den Linien H_β und H_γ durch.

Den Quereffekt der Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$ beobachtete er, indem er die Kanalstrahlen in einem Magnetfeld von 17000 Gauß senkrecht dazu verlaufen ließ und die Lichtemission senkrecht zu $\mathfrak{v}$ und zur Lorentzschen Kraft durch eine Bohrung in dem Eisenkern des Magneten hindurch beobachtete. Das Bild eines Kanalstrahlenbundels im Magnetfeld entwarf er nach der in Abschnitt 10 angegebenen Methode durch eine Kalkspatplatte hindurch auf den Spalt eines Spektrographen und erhielt so im Spektrum übereinander den Streifen der p- und den Streifen der s-Komponenten.

Um auch der Streifenbreite eine bestimmte großte Geschwindigkeit der emittierenden Kanalstrahlenteilchen zuordnen zu können, ermittelte Wien diese auf spektrographischem Wege, indem er unter den Versuchsbedingungen der Beobachtungen im Magnetfeld die Sehachse seines Spektrographen in die Achse der Kanalstrahlen stellte; der Abstand des außeren Randes des so erhaltenen bewegten Streifens von der ruhenden Linie lieferte dann gemaß dem Dopplerschen Prinzip die größte mit Lichtemission verbundene

Strahlengeschwindigkeit $\mathfrak{v}$. Aus ihrem Wert und dem von $\mathfrak{H}$ konnte Wien die Breite des p- und s-Streifens berechnen, die sich der Theorie gemäß einstellen mußte, und konnte sie dann mit der beobachteten Streifenbreite vergleichen Er erhielt so die in Tabelle XV mitgeteilten Zahlenwerte.

Tabelle XV.

H_γ

Spannung Volt	Größte Geschwindigkeit	$[\mathfrak{v}\ \mathfrak{H}]$	Streifenbreite der p-Komponenten berechnet	Streifenbreite der p-Komponenten beobachtet	Streifenbreite der s-Komponenten berechnet	Streifenbreite der s-Komponenten beobachtet
5000	$6{,}5 \cdot 10^7$	$11000 \cdot 10^8$	4,4 Å.	3,9 Å	3,2 Å.	2,8 Å.
5000	6,5	11000	4,4	5,0	—	—
8200	5,2	8800	3,5	4,2	2,6	2,3
8200	6,6	11200	4,5	4,8	3,3	3,7
14500	7,7	13100	5,2	6,2	3,8	4,8
			H_β			
5000	6,8	11600	3,2	4,3		
8200	6,4	10900	3,0	4,2		
14500	7,7	13100	3,6	4,8		

Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, ist in der Tat in Übereinstimmung mit der Theorie der p-Streifen breiter als der Streifen der s-Komponenten, auch ist die beobachtete Streifenbreite innerhalb der Fehler so schwieriger Beobachtungen gleich der theoretisch geforderten Breite Der Zeeman-Effekt der untersuchten Linien konnte seiner Kleinheit wegen vernachlässigt werden.

W. Wien knüpft an die Besprechung seiner Resultate folgende Bemerkung: „Wenn, was ich vorläufig noch nicht behaupten möchte, die magnetische Wirkung wirklich mit der elektrischen übereinstimmt, so würde das Vertrauen in die Gültigkeit der elektromagnetischen Gesetze auch für den Vorgang der Lichtemission sehr gestärkt werden. Da diese Gültigkeit schon vielfach angezweifelt wurde, so schien mir die tatsächliche Beobachtung einer von der elektromagnetischen Theorie vorausgesehenen Wirkung nicht ohne Interesse zu sein."

29. Gleichzeitige magnetische und elektrische Zerlegung einer Serienlinie.

Für die Beurteilung der Freiheitsgrade der Elektronen eines Atoms ist es wichtig, ihre Serienlinien gleichzeitig durch ein elektrisches und

ein magnetisches Feld zu zerlegen. Es bieten sich dabei mehrere Möglichkeiten für die Vereinigung der magnetischen und der elektrischen Quer- und Längseffekte. So läßt sich der magnetische Quer- und der elektrische Quereffekt einmal bei Zusammenfallen und einmal bei Kreuzung der Achsen der zwei Felder beobachten. Eine derartige Untersuchung bietet freilich große experimentelle Schwierigkeiten; immerhin ist sie nicht aussichtslos. Es kommen für sie zunächst nur wenige intensive ruhende Serienlinien in Betracht, so die Heliumlinie λ 4472 Å. Für ihre Untersuchung lassen sich Erfolg versprechende Methoden [1]) angeben.

Gleich bei Mitteilung meiner ersten Beobachtungen über die elektrische Zerlegung von Spektrallinien habe ich die Vermutung geäußert, daß bei solchen Untersuchungen des Zeeman-Effektes, bei denen die als Lichtquelle dienende positive Säule des Glimmstromes senkrecht zum Magnetfeld stand, neben der magnetischen Zerlegung einer Serienlinie bereits eine geringe elektrische Zerlegung sich bemerkbar machte. Es nimmt ja das elektrische Feld in der positiven Säule infolge von deren Zusammenschnürung durch das ablenkende Magnetfeld einen beträchtlichen Wert an.

Diese Vermutung hat wahrscheinlich bereits eine Bestätigung gefunden. Ist sie nämlich richtig, so muß die magnetische Zerlegung einer Linie der positiven Säule dann, wenn diese parallel dem Feld steht, rein und ungestört sich ergeben, dagegen dem Aussehen und der Größe nach anders werden, wenn die positive Säule senkrecht zum Magnetfeld gestellt wird. Nun hat unterdes F. Croze [2]), ohne jene Vermutung zu kennen, folgende Beobachtung gemacht. Er stellte eine mit Wasserstoff gefüllte Geißler-Röhre in einem Magnetfeld einmal parallel zu dessen Achse und erhielt dann für eine Feldstärke von 9000—21000 Gauß die Linie H_α in ein normales Zeeman-Triplet zerlegt, sowohl was den Komponentenabstand $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 \mathfrak{H}} = 9{,}39 \cdot 10^{-5}\right)$ als auch die vollständige Polarisation und das Intensitätsverhältnis der Komponenten betrifft. Als er indes die Röhre senkrecht zur Achse des Magnetfeldes stellte, entsprach die Zerlegung der Linie H_α nicht mehr einem normalen Triplet. Vielmehr erwies sich die mittlere Komponente (normal vollständig parallel dem Magnetfeld schwingend) nicht mehr

1) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 327, 1914.
2) F. Croze, Compt. rend. **157**, 1061, 1913.

als vollständig polarisiert; bei 14500 Gauß war ihre Intensität nahezu ebenso groß wie diejenige der seitlichen Komponenten; bei 19400 Gauß war sie viel schwacher. Zudem war in diesem Falle die Zerlegung (Abstand der außeren Komponenten) großer als die normale, es war namlich $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2\mathfrak{H}} = 10{,}5 \cdot 10^{-5}$.

30. Gesichtspunkte für den spektralanalytischen Nachweis elektrischer Felder auf der Sonne.

Wie es G E. Hale 1908 gelungen ist, mit Hilfe des Zeeman-Effektes das Vorkommen starker magnetischer Felder auf der Sonne nachzuweisen, so wird es vielleicht auch moglich sein, die elektrische Zerlegung von Linien zur Erkennung elektrischer Felder in der Sonnenatmosphare zu verwenden. Und selbst, wenn sich an den Sonnenlinien keine elektrische Zerlegung nachweisen lassen wurde, hätte dieses negative Resultat einigen Wert insofern, als sich aus ihm folgern lassen wurde, daß die Starke etwaiger elektrischer Felder an gewissen Stellen der Sonne unterhalb eines gewissen Grenzwertes liegen muß, der durch die Empfindlichkeit der angewandten optischen Methoden gegeben wird. Es mag von Interesse sein, in dieser Hinsicht die Meinung derjenigen zwei Forscher kennen zu lernen, welchen die Sonnenphysik in der neueren Zeit die größten Fortschritte verdankt.

In einem Brief an mich vom 31. Dezember 1913 hat Herr G. E. Hale folgende Ansicht geaußert: „I agree with the view, suggested on page 945 of your most interesting paper, that considerable differences of potential may be expected to exist in sunspots, where I have observed magnetic fields up to 4500 gausses But the high level of the hydrogen lines, and the rapid decrease upward in the intensity of the magnetic field, causes them to show little, if any, of the Zeeman effect conspicuously shown by low-level lines of iron and other metals. For this reason I am extremely anxious to learn what the Stark effect may be for lines of iron, titanium, chromium, vanadium, nickel etc. Their vapors may lie low enough to fall within the spot's electric field, and we know that a great number of their lines are resolved, or greatly widened, by the magnetic field due to the low-lying electric vortex".

H. Deslandres hat die Gesichtspunkte für die spektralanalytische Aufsuchung elektrischer Felder zu Anfang dieses Jahres

in folgenden Ausfuhrungen[1]) dargelegt. „Les protubérances, d'ailleurs, émanent des lignes noires nouvelles, nommées filaments et alignements, qui ont été reconnu à Meudon depuis 1908, et forment sur le Soleil entier un véritable réseau, même, au bord solaire, le plus souvent, la protubérance prolonge le filament ou l'alignement qui lui correspond. De plus, avec le filament, les raies K_3 du calcium et H_α de l'hydrogène, relevées sur nos épreuves de vitesse, sont nettement plus noires et plus larges que les raies des autres points; et, au centre du Soleil, elles indiquent un mouvement ascensionnel de la vapeur, plus ou moins rapide avec le temps. Pour des raisons développées dans des Mémoires antérieurs, le filament et vraisemblablement aussi l'alignement doivent avoir un signe d'ionisation opposé à celui de la couche supérieure, et le champ électrique, dans son voisinage, doit être notablement plus élevé.

— — Dans le filament l'ionisation, pour des raisons diverses, a été admise positive et les ions positifs sont chassés du Soleil avec une vitesse souvent très grande Même parfois, sur nos épreuves de vitesse radiale, la raie K_3 ou H_α du filament est divisée en deux parties, une partie non déviée, qui occupe la place ordinaire au centre, et une partie plus noire et plus large fortement déplacée, en général vers le violet (voir Tome IV des Annales de l'Observatoire, p. 114 et planche 46) Ces propriétés caractéristiques sont justement celles observées par Stark en 1906, avec les rayons canaux du laboratoire

Les filaments sont parfois le point de départ, la base de protubérances très hautes; or, dans la partie haute des protubérances, d'après la nature de leur spectre, le champ électrique doit être faible. Ce spectre comprend la série diffuse secondaire entière de l'hydrogène, réprésentée par la formule de Balmer et les nombres entiers successifs (à partir de 3). D'après Stark, les raies sont fortement élargies par le champ électrique, et d'autant plus que le nombre entier ou numéro d'ordre de la raie est plus élevé Les raies ultraviolettes, qui correspondent aux grands nombres entiers, devraient être élargies; mais, d'après nos épreuves de 1892 à 1894, les raies sont fines; et dans les éclipses, Evershed et Dyson en ont photographié un grand nombre (jusqu'à 27), qui sont également fines.

---

1) H. Deslandres, C. R. **158**, 1137, 1914.

Par contre, à la base de la protubérance sur le filament, le champ électrique, comme je l'ai admis jusqu'ici pour diverses raisons, peut être notable; et. en effet, la raie K_3 ou H_α y est plus large que les raies voisines; ce qui peut être dû à un effet Stark Il reste à vérifier que la raie élargie est divisible en composantes distinctes et polarisées. Actuellement, nous sortons à peine d'une phase de minimum de taches, et les filaments sont rares, il sera bientôt possible de faire la vérification complète.

D'autres points du Soleil sont encore à signaler pour la recherche d'un effet Stark. Dans les facules ou plages faculaires, les raies précédentes sont souvent élargies près du périmètre, ou même au delà dans la partie très peu brillante appelée circumfacule, et surtout dans les filaments minces, à mouvement tourbillonnaire rapide, qui emanent des taches

Au milieu de la facule, les mêmes raies sont parfois, non plus noires, mais brillantes et extrêment larges. Si, au bord, on reconnaît avec elles des composantes polarisées, il faudra discuter l'attribution du phénomène à une cause magnétique ou électrique.

— — D'apres les derniers mémoires de Stark, sons l'influence d'un faible champ électrique, la plupart des raies sont à la fois un peu élargies et un peu deviées vers le rouge. Or les mêmes particularités se retrouvent dans le Soleil, surtout au bord, et il est possible que le phénomène solaire soit rattaché à la même cause, au moins avec les raies des couches basses, soumises à un champ électrique notable".

Zu den vorstehenden Darlegungen von Deslandres sei zunachst folgendes bemerkt. Die Folgerung, daß in den Protuberanzen das elektrische Feld sehr klein ist, wird auch durch eine kurzlich veroffentlichte Untersuchung von P. Salet und Millochau bestatigt[1]). Diese Forscher entwarfen das Bild der Chromosphare am Sonnenrande auf den Spalt ihres Spektrographen durch ein Kalkspatrhomboeder hindurch und verglichen die Breite der ubereinander erhaltenen senkrecht zueinander schwingenden Linienbilder von H_β und H_γ. Ihr Spektrograph besaß eine Dispersion von 1 · 10 mm : Å fur H_γ. Sie konnten unter diesen Umstanden keinen Unterschied zwischen den zwei Linienbildern feststellen.

Bei der Bewertung dieses Resultates darf wohl als selbstverständlich vorausgesetzt werden, daß Salet und Millochau

1) P. Salet u. Millochau, C. R. **158**, 1000, 1914.

die Achse des Spaltrohres samt dem Kalkspatrhomboeder in mindestens zwei um 45° voneinander verschiedenen Stellungen gegen denselben Ort der Chromosphäre richteten und in dieser Weise eine Reihe von Stellen rings um die Sonnenscheibe herum untersuchten. Dies vorausgesetzt, läßt sich aus ihrem negativen Resultat folgern, daß das elektrische Feld an dem Emissionsort der Wasserstofflinien in der Chromosphäre schwächer als 7000 Volt $\times$ cm^{-1} ist.

Salet und Millochau hatten nämlich vermutlich einen Unterschied zwischen den halben Breiten der p- und der s-Linie um 0,5 Å beobachten können. Nun beträgt der Unterschied der Abstände der p- und s-Komponente bei H_γ $0{,}7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Å}}{\text{Volt} \times \text{cm}^{-1}}$; es mußte somit die Feldstärke kleiner sein als $\frac{0{,}5}{0{,}7 \cdot 10^{-4}} = 7000$ Volt $\times$ cm^{-1}. Eine Auflösung der p-Linie in scharfe Komponenten, wie sie von der von mir angegebenen Methode geliefert wird, ist bei der Untersuchung des Chromosphärenlichtes kaum zu erwarten, da es sehr unwahrscheinlich ist, daß das elektrische Feld in allen Teilen des für die Emission der untersuchten Linie in Betracht kommenden Gebietes der Chromosphäre dieselbe Stärke und dieselbe Lage in bezug auf die Sehachse hat. Im Vorbeigehen sei bemerkt, daß sich für Untersuchungen von der vorstehenden Art die Linie H_α besser als H_γ eignet, da bei ihr der Unterschied zwischen dem Abstand der p-Komponenten und denjenigen der s-Komponenten (in der Grobzerlegung eine einzige Komponente am Ort der unzerlegten Linie) am größten ist.

Wenn ich sodann auf Grund meiner Erfahrungen über die elektrischen Felder und Strömungen in Gasen meine Ansicht über das Vorkommen elektrischer Felder auf der Sonne äußern darf, so scheinen folgende Punkte in dieser Hinsicht zu beachten zu sein. Elektrische Felder von der Art, wie ich sie in den oben beschriebenen Versuchen benützte, dürfen in der Sonnenatmosphäre nicht vorkommen; sie kommen nämlich dadurch zustande, daß ein verdünntes Gas zwischen feste Wände eingeschlossen ist, deren Abstand kleiner ist als die mittlere freie Weglänge im eingeschlossenen Gas; diese Bedingung dürfte nirgends in den obersten Schichten der Sonnenatmosphäre verwirklicht sein.

Wegen des Fehlens derartiger fester Elektroden in kleinem Abstande besteht für die elektrische Feldstärke in einem Punkte

der Sonnenatmosphare ein Grenzwert, den es nicht uberschreiten kann, ohne daß eine selbständige Stromung sich herstellt und sie mit wachsender Stromstarke vermindert. Dieser Grenzwert der elektrischen Feldstarke kann in erster Annaherung proportional dem Gasdruck gesetzt werden; er wachst darum von den außeren Schichten weg nach den inneren Schichten der Sonnenatmosphare zu an In den unteren Schichten kann er infolge des hier herrschenden hohen Druckes einen großen Wert annehmen. Wir kennen zwar fur die Zusammensetzung und Temperatur der Dampfe in der Sonnenatmosphare nicht die Funkenspannungen, aus denen sich jener Grenzwert berechnen ließe; indes werden sie von den Funkenspannungen in der atmosphärischen Luft wenigstens nicht um eine Großenordnung verschieden sein. In Luft von 1 Atmosphare Druck betragt der Grenzwert der elektrischen Feldstarke ungefahr 30000 Volt $\times$ cm^{-1}; kommen also auf der Sonne Gasschichten von 10 Atmospharen Druck vor, so vermag in ihnen die elektrische Feldstarke bis zu 300000 Volt $\times$ cm^{-1} anzuwachsen. Damit ist zunachst die Moglichkeit nachgewiesen, daß in den tieferen Schichten der Sonnenatmosphare elektrische Feldstärken sich herstellen, welche eine merkliche Zerlegung der an ihrem Orte emittierten oder absorbierten Linien liefern.

Eine elektrische Feldstarke auf der Sonne muß mit einer viel stärkeren elektrischen Stromung verbunden sein als in der Erdatmosphare. Denn infolge der hohen Temperatur ist die Ionisation dort sehr viel größer als hier. Sie ist wahrscheinlich so groß, daß an den meisten Stellen der Sonnenatmosphäre die elektrische Stromstarke ungesattigt ist. Ein Anwachsen der Feldstärke in einem Punkte ist darum notwendig mit einem Anwachsen der Stromstarke verknupft. Umgekehrt ist aus dem Vorhandensein einer großen magnetischen Feldstärke auf eine große Stromstärke und aus dieser wieder auf eine große elektrische Feldstarke zu schließen. Da eine elektrische Strömung in der Sonnenatmosphare bestandig Spannungsdifferenzen unter Leistung elektrischer Arbeit auszugleichen sucht, so muß, falls ein elektrisches Feld von betrachtlicher Starke sich dauernd halten soll, beständig mindestens ein elektromotorischer Vorgang in der Sonnenatmosphare wirksam sein, welcher positive und negative Elektrizitätsmengen trennt und in verschiedene Schichten der Sonnenatmosphare auseinanderschiebt Eine der am meisten wirksamen elektromotorischen Krafte in der Sonnenatmosphäre dürfte aus dem Zusammen-

wirken der Schwerkraft, der Kraft der atmosphärischen Strömungen und des Unterschiedes der positiven und negativen Ionen in ihrem Kondensationsvermogen sich ergeben. In einem aufsteigenden Dampfstrom mogen infolge einer adiabatischen Abkuhlung zunachst die negativen Ionen die Kondensationskerne von Flussigkeitstropfchen werden; diese werden dann von der Schwerkraft nach unten getrieben, wahrend die positiven Ionen von dem aufsteigenden Dampfstrom weiter aufwarts gefuhrt werden; die Folge hiervon ist die Ausbildung eines lotrechten elektrischen Feldes. Oder es mogen wagerechte Dampfstromungen elektrisch positiv und negativ geladene Wolken auseinandertreiben und so ein wagrechtes elektrisches Feld herstellen

Insofern an zahlreichen Stellen der Sonnenatmosphare, entstehend und vergehend, elektromotorische Krafte bei durchschnittlich konstanter Starke dauernd wirksam sind, wird sich in der Sonnenatmosphare ein zeitlich angenahert konstantes allgemeines elektrisches Feld herstellen. Auf dieses allgemeine Feld wird sich an einzelnen ausgezeichneten Stellen infolge besonders ausgedehnter und starker Dampfstromungen ein örtliches elektrisches Feld lagern, welches sehr viel starker als das allgemeine Feld ist, mit einem Feld großer elektrischer Stromstarke zusammenfallt und von einem starken magnetischen Feld umwirbelt wird.

Wie man sieht, gehen die vorstehenden Folgerungen aus der Physik des Laboratoriums auf die Physik der Sonne ziemlich parallel den Folgerungen, welche Deslandres aus den spektralanalytischen Beobachtungen der Vorgange in der Sonnenatmosphäre gezogen hat. Wenn nun von den obigen vorbereitenden Erwagungen zu der Aufsuchung von Zerlegungen oder Verschiebungen von Spektrallinien in der Sonnenatmosphare durch ein elektrisches Feld ubergegangen werden soll, so scheinen wir rascher bei folgender Arbeitsteilung vorwarts zu kommen. Zunachst mag der Sonnenphysiker an planmaßig ausgewahlten Stellen der Sonnenatmosphäre Beobachtungen über Verschiebung, Zerlegung und Polarisation von Spektrallinien sammeln; dann kann der Physiker diejenigen Linien, welches ein ausgezeichnetes Verhalten zeigen, zum Gegenstand einer eingehenden Untersuchung ihrer elektrischen und magnetischen Zerlegung machen.

Von den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen, welche auf das Vorkommen eines allgemeinen elektrischen Feldes in der Sonnenatmosphare schließen lassen, ist die Bemerkung von Deslandres

beachtenswert, daß nach dem Sonnenrande zu Linien verbreitert und nach Rot zu verschoben erscheinen. Es ist folgende Deutung dieser Beobachtung möglich. Die meisten Linien schwerer Elemente werden durch ein starkes elektrisches Feld in eine p- und eine s-Komponente zerlegt, von denen jede etwas nach Rot im Vergleich zur unzerlegten Linie verschoben ist, indes die p-Komponente etwas weiter nach Rot als die s-Komponente. Wenn das allgemeine elektrische Feld in der Sonnenatmosphäre, wie es wahrscheinlich ist, überwiegend lotrecht steht, so nehmen wir beim Blick auf die Mitte der Sonnenscheibe nur die unpolarisierten wenig nach Rot verschobenen s-Komponenten der vom Feld beeinflußten Linien wahr, beim Blick nach dem Rande sehen wir indes neben den s-Komponenten auch die weiter verschobenen p-Komponenten.

VI. Theoretische Untersuchungen.

31. Aufgaben der Theorie in der elektrischen Spektralanalyse.

Art und Größe des Zeeman-Effektes ist für alle Linien derselben Serien, ja sogar für gleichnamige Serien verschiedener Elemente dieselbe; dagegen ist Art und Größe der elektrischen Zerlegung von Linien derselben Serie und auch für gleichnamige Linien gleichnamiger Serien verschieden. Allein dieser Vergleich läßt ahnen, daß sich die Theorie im Falle der elektrischen Zerlegung von Linien einer viel schwierigeren Aufgabe gegenüber befindet als im Falle des Zeeman-Effektes. Dazu kommt noch, daß durch das Experiment bereits mehrere Gesetzmäßigkeiten und Einzelzüge der neuen Erscheinung aufgedeckt worden sind, welche der theoretischen Zusammenfassung in ein erklärendes Prinzip harren.

So nimmt innerhalb einer Serie die elektrische Zerlegung mit wachsender Gliednummer zu; die Zahl angenähert gleich intensiver Komponenten wächst jedenfalls bei den ersten vier Seriengliedern mit steigender Gliednummer. Mit wachsendem Atomgewicht innerhalb einer Vertikalreihe des periodischen Systems erscheint die Zerlegung verschieden groß; von Vertikal- zu Vertikalreihe ändert sich auch wahrscheinlich mit dem chemischen Charakter die elektrische Zerlegung. Wenigstens für die äußeren und inneren p- und s-Komponenten mehrerer Linien ist der Komponentenabstand proportional der ersten Potenz der elektrischen Feldstärke. Das

Intensitatsverhaltnis der außeren Komponenten ist bei kleiner Zerlegung ruhender Linien veranderlich mit der Feldstärke. Der Intensitatsunterschied der außeren Komponenten bewegter Linien kehrt sich mit der Feldstarke um.

Gegenuber diesen Ergebnissen, welche das Experiment in vergleichlich kurzer Zeit zutage forderte, hat man das Gefuhl, daß die elektrische Spektralanalyse einen weitergehenden Einblick in die Atomstruktur gestatten wird als die magnetische Analyse. Und wenn die neue Erscheinung der Theorie auch eine viel schwierigere Aufgabe als der Zeeman-Effekt stellt, so lockt auf der anderen Seite die Bedeutung des Problems zur Überwindung der Schwierigkeiten Denn durch die bisher gewonnenen Resultate hat die im ersten Abschnitt geaußerte Vermutung Wahrscheinlichkeit gewonnen, daß die elektrische Spektralanalyse unterstützt von verwandten Forschungen auf die Kraftfelder gewisser Elektronen im Atominnern oder vielleicht auf dessen Struktur Licht werfen wird Jedenfalls hat man das Gefuhl und die bisherigen theoretischen Versuche uber die neue Erscheinung bestätigen dies, daß man ohne eine mehr oder minder bestimmte Annahme uber die Atomstruktur zu einem Verstandnis der elektrischen Zerlegung von Serienlinien nicht gelangen wird

Die Schwierigkeit und die Große der gestellten Aufgabe mahnt uns auch, behutsam und mit Ausdauer an ihre Lösung zu gehen. Vielleicht gluckt es, in einem genialen Einfall den elementaren Vorgang im Atominnern zu erschauen, aus dem die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen der elektrischen Spektralanalyse zwanglos fließt. Solange indes diese gluckliche Wendung nicht eintritt, mussen wir versuchen, Schritt fur Schritt in der theoretischen Erkenntnis vorwarts zu kommen; wir mussen es dabei bereits als einen Erfolg betrachten, wenn wir durch die theoretische Wurdigung von experimentellen Resultaten gewisse denkbare Annahmen uber die Krafte an den Serienelektronen ausschließen konnen.

Und um von erkannten Abwegen uns auf den richtigen Weg zu finden, mussen wir aus den Beobachtungen Fingerzeige fur neue Vorstellungen uber Möglichkeiten der Atomstruktur zu gewinnen suchen. Wenn diese Vorstellungen auch zunachst vielleicht ziemlich unbestimmt, vieldeutig und nicht einwandfrei sind, so darf man ihnen dies nicht zum Vorwurf machen, da sie nur ein Anfang zu einer Entwicklung sein sollen und da sie sich durch die experimentellen Untersuchungen, zu welchen die in ihnen enthaltenen Mog-

lichkeiten anregen, sich selbst toten oder mit lebender Wirklichkeit fullen werden.

In diesem Anfang der theoretischen Entwicklung fallt dem Experiment die Aufgabe zu, nicht durch planlose Schaffung von Beobachtungsmaterial die Verwirrung zu vergroßern, sondern nach den Gesichtspunkten der Rydbergschen Serienlehre und des periodischen Systems der chemischen Elemente Gesetzmaßigkeiten der elektrischen Spektralanalyse in weitgehender Prufung herauszuarbeiten und auf jede Anregung von theoretischer Seite einzugehen

32. Voigts erste Theorie der elektrischen Zerlegung einer Linie, isotropes elastisches Kraftfeld am Serienelektron.

Mehr als zehn Jahre vor der Beobachtung der elektrischen Zerlegung von Spektrallinien hat W. Voigt[1]) aus gewissen Annahmen uber das Kraftfeld der Elektronen, welche Spektrallinien emittieren, eine Zerlegung von Spektrallinien durch ein elektrisches Feld gefolgert. Er hat zunachst gezeigt, daß ein inneratomisches Elektron, solange es durch quasielastische Krafte an eine Gleichgewichtslage gebunden ist, unter dem Einfluß eines außeren elektrischen Feldes keine Änderung seiner Frequenzen zeigen kann. Da nun in der Tat eine elektrische Zerlegung von Serienlinien statthat, so haben wir es als erwiesen zu betrachten, daß jedenfalls fur eine Gleichgewichtsverschiebung eines Serienelektrons, wie sie ein starkes äußeres elektrisches Feld hervorbringt, die rucktreibende Kraft auf das Serienelektron nicht mehr rein quasielektrischer Natur sein kann.

Nun hat dann Voigt angenommen, daß die rücktreibende Kraft auf ein Elektron nur fur kleine Verschiebungen aus der Gleichgewichtslage quasielastisch sei, daß sie dagegen fur einen größeren Abstand des Elektrons von der Gleichgewichtslage rascher oder langsamer als die erste Potenz dieses Abstandes sich andere. Dazu hat er die Annahme gefugt, daß das inneratomische Kraftfeld des Elektrons zentrisch symmetrisch sei Die aus diesen Annahmen folgende Theorie hat Voigt kürzlich[2]) so klar und kurz dargestellt, daß hier der Wortlaut seiner Ausführungen wiedergegeben sei: „Ich will hier zunächst noch einmal kurz auf den

1) W. Voigt, Wied. Ann. **69**, 297, 1899; Ann. d. Phys. **4**, 197, 1901, Magneto- und Elektrooptik, B. G. Teubner, Leipzig 1908.

2) W. Voigt, Gott. Nachr. 1914.

Fall isotroper quasielastischer Felder eingehen. Das Potential φ eines solchen Feldes sei wiederum durch eine Reihe dargestellt

$$\varphi = \frac{1}{2} k \mathfrak{r}^2 + \frac{1}{4} k' \mathfrak{r}^4 + \frac{1}{6} k'' \mathfrak{r}^6 + \cdots, \tag{1}$$

wobei $\mathfrak{r}^2 = \mathfrak{x}^2 + \mathfrak{y}^2 + \mathfrak{z}^2$ ist, und $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, $\mathfrak{z}$ die Elongationen des Elektrons bezeichnen. Die Gleichungen für die Eigenschwingungen in dem $//Z$ liegenden äußeren Feld E_0 werden dann zu

$$\begin{aligned} m\mathfrak{x}'' &= -(k + k'\mathfrak{r}^2 + k''\mathfrak{r}^4 + \cdots)\,\mathfrak{x}, \\ m\mathfrak{y}'' &= -(k + k'\mathfrak{r}^2 + k''\mathfrak{r}^4 + \cdots)\,\mathfrak{y}, \\ m\mathfrak{z}'' &= -(k + k'\mathfrak{r}^2 + k''\mathfrak{r}^4 + \cdots)\,\mathfrak{z} + eE_0. \end{aligned} \tag{2}$$

Aus ihnen folgt eine Gleichgewichtslage $\mathfrak{x}_0$, $\mathfrak{y}_0$, $\mathfrak{z}_0$ gegeben durch

$$\mathfrak{x}_0 = 0, \qquad \mathfrak{y}_0 = 0, \qquad (k + k'\mathfrak{z}_0^2 + k''\mathfrak{z}_0^4 + \cdots)\,\mathfrak{z}_0 = eE_0. \tag{3}$$

In erster Annäherung gibt dies

$$\mathfrak{z}_0 = eE_0/k,$$

in zweiter

$$\mathfrak{z}_0 = eE_0/(k + k'(eE_0/k)^2) \text{ u. s. f} \tag{4}$$

Bei den Schwingungen sei

$$\mathfrak{x} = \xi, \qquad \mathfrak{y} = \eta, \qquad \mathfrak{z} = \mathfrak{z}_0 + \zeta \tag{5}$$

und ξ, η, ζ sehr klein neben $\mathfrak{z}_0$, somit merklich

$$\mathfrak{r} = \mathfrak{z} = \mathfrak{z}_0 + \zeta$$

Dann nehmen die obigen Formeln die Gestalt an

$$\begin{aligned} m\xi'' &= -(k + k'\mathfrak{z}_0^2 + k''\mathfrak{z}_0^4 + \cdots)\,\xi, \\ m\eta'' &= -(k + k'\mathfrak{z}_0^2 + k''\mathfrak{z}_0^4 + \cdots)\,\eta, \\ m\zeta'' &= -(k + 3k'\mathfrak{z}_0^2 + 5k''\mathfrak{z}_0^4 + \cdots)\,\zeta. \end{aligned} \tag{6}$$

Diese Bedingungen zeigen, daß das durch E_0 abgelenkte Elektron in einem äolotropen Feld schwingt und parallel den Koordinatenachsen die Frequenzen ν_1, ν_2, ν_3 besitzt, gegeben durch

$$\begin{aligned} m\nu_1^2 = m\nu_2^2 &= (k + k'\mathfrak{z}_0^2 + k''\mathfrak{z}_0^4 + \cdots), \\ m\nu_3^2 &= (k + 3k'\mathfrak{z}_0^2 + 5k''\mathfrak{z}_0^4 + \cdots). \end{aligned} \tag{7}$$

Dabei können in die Glieder der Klammern Werte für $\mathfrak{z}_0$ in abnehmender Annäherung eingesetzt werden.

In der ersten Annäherung wird bei Einführung der Frequenz ν_0, die $E_0 = 0$ entspricht,

$$\begin{aligned} \nu_1 = \nu_2 &= \nu_0 \left(1 + \frac{k'}{2k^3} e^2 E_0^2\right), \\ \nu_3 &= \nu_0 \left(1 + \frac{3k'}{2k^3} e^2 E_0^2\right). \end{aligned} \tag{8}$$

Die Beobachtungen uber elektrische Doppelbrechung ließen s. Z. eine Beschrankung auf diese Annaherung als genugend erscheinen

Die Betrachtung eines einzelnen Elektrons unter den vorausgesetzten Umständen fuhrt hiernach fur die Emission langs der Kraftlinien zu Schwingungen beliebiger Art, also unpolarisierten, mit den Frequenzen $\nu_1 = \nu_2$, fur die Emission normal dazu zu einer Schwingung parallel E_0 mit der Frequenz ν_3, und zu einer solchen normal E_0 mit der Frequenz $\nu_1 = \nu_2$. Die Abweichungen dieser Frequenzen von der ursprunglichen ν_0 sind proportional mit E_0^2, und zwar gilt

9) $$\nu_3 - \nu_0 = 3(\nu_1 - \nu_0)''.$$

Vergleichen wir das vorstehende Resultat der Voigtschen Theorie mit der Erfahrung, so ergibt sich folgendes. Insofern bestatigen die Beobachtungen die Theorie, als sich die elektrischen Komponenten als vollstandig polarisiert erweisen und die p-Komponenten wenigstens in der Grobzerlegung im allgemeinen einen großeren Abstand von der unzerlegten Linie haben als die s-Komponenten, darauf, daß der Abstand jener Komponenten nicht dreimal, wie die Theorie verlangt, sondern im allgemeinen kleiner ist, wäre für den Anfang weniger Gewicht zu legen. Indes besteht in einem Punkte ein unuberbruckbarer Unterschied zwischen Theorie und Erfahrung. Wahrend namlich der Komponentenabstand nach der Theorie proportional dem Quadrat der Feldstarke sein sollte, ist er bei den bis jetzt untersuchten Linien proportional der ersten Potenz.

Dieser Unterschied muß uns zur Ablehnung der Theorie fuhren. Sie mag wohl einer Abänderung fahig sein, aber in der ersten Form gibt sie die Erfahrung nicht richtig wieder. Gleichwohl ist jener Theorie ein Wert beizumessen Sie hat namlich den Vorteil, in ihren Voraussetzungen und in ihrer Durchfuhrung bestimmt und durchsichtig zu sein und zu quantitativ prufbaren Folgerungen zu fuhren. Nachdem diese in Widerspruch mit der Erfahrung geraten sind, konnen wir jedenfalls als ein Resultat die Feststellung verzeichnen, daß das elastische Potential eines an eine inneratomische Gleichgewichtslage gebundenen Serienelektrons nicht isotrop ist

33. Deutung der Umkehrbarkeit des Intensitätsunterschiedes der äußeren Komponenten einer bewegten Serienlinie.

Wie oben eingehend dargelegt wurde, ist die langwellige p- und s-Komponente einer bewegten Wasserstofflinie dann intensiver als

die kurzwellige Komponente, wenn die Kanalstrahlen in der Richtung des elektrischen Feldes verlaufen Umgekehrt ist die kurzwellige Komponente intensiver, wenn das elektrische Feld zu der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen gegengerichtet ist. Zur Deutung dieser Erscheinung habe ich die Annahme vorgeschlagen, daß diejenigen Elektronen, welche auf der in die Geschwindigkeitsrichtung blickenden Seite des Atoms sitzen, zu intensiverer Lichtemission durch den Stoß auf ruhende Gasmolekule angeregt werden als die auf der entgegengesetzten Atomseite sitzenden Elektronen. Hat so ein Kanalstrahlenteilchen dank seiner Geschwindigkeit zwei Seiten, so kann man dem elektrischen Feld in der Achse der zwei Seiten hintereinander zwei entgegengesetzte Richtungen geben.

Atom im elektr. Feld ohne Geschwindigkeit. Lang- u. kurzwellige Komponenten gleich intensiv.

Atom im elektr. Feld mit gegenger. Geschw. Kurzwellige Komponenten vorne, intensiver.

Atom im elektr. Feld mit gleichger. Geschw. Langwellige Komponenten vorne, intensiver.

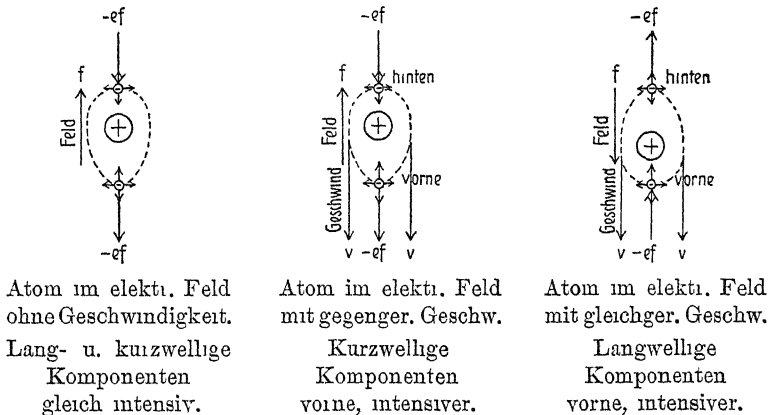



Fig. 17.

Wenn dann die großere Intensität das eine Mal an der langwelligen elektrischen Komponente erscheint, das andere Mal an der kurzwelligen Komponente, so liegt der Schluß nahe, daß in dem einen Fall die langwellige Komponente auf der intensiver durch Stoß angeregten Atomseite emittiert wird, in dem anderen Fall die kurzwellige Komponente. Ist dies richtig und berucksichtigt man, daß die Centra der Serienlinien negative Elektronen sind, so ergibt sich die Folgerung, daß die Schwingungszahl eines Elektrons durch das elektrische Feld infolge seiner Fortschiebung vom Atomzentrum vergroßert, dagegen infolge der Annaherung an das Atomzentrum verkleinert wird. In Fig. 17 sind diese Überlegungen und Folgerungen zeichnerisch dargestellt

Nun möchte ich aber auf eine Schwierigkeit hinweisen, welche die von mir vorgeschlagene Deutung der Intensitätsdissymmetrie der elektrischen Komponenten einer bewegten Serienlinie allein auf Grund der Kenntnis der Grobzerlegung mit sich zu bringen scheint. Die Folgerung, daß die Elektronen, welche auf den entgegengesetzten Seiten der durch das Atom gehenden Achse des elektrischen Feldes liegen, entgegengesetzte Änderungen ihrer Schwingungszahlen erfahren, läßt schwer verstehen, daß die Elektronen, welche auf entgegengesetzten Seiten zum Atomzentrum in anderen Achsen liegen, gleiche große Änderungen der Schwingungszahlen durch das elektrische Feld erfahren. Und was geschieht mit Elektronen, die auf Atomachsen senkrecht zur Achse des elektrischen Feldes liegen? Ist die Emission von Seite der Elektronen, die auf Atomachsen geneigt zur Feldachse liegen, sehr gering? Und welche Verhältnisse sind zu erwarten, wenn das Atom schon außerhalb des elektrischen Feldes verschiedene Achsen besitzt? In Abschnitt 38 soll auf Grund der Feinzerlegung ein Versuch zur Beantwortung dieser Fragen gemacht werden.

W. Voigt hat a. a. O. von der Umkehrbarkeit der Intensitätsdissymmetrie der elektrisch zerlegten Wasserstofflinien folgende Erklärung vorgeschlagen.

„Die natürlichste Deutung des Vorganges ist wohl die folgende. Die Elektronen, welche an einer H-Linie beteiligt sind, zerfallen in zwei Gruppen, deren eine die nach größeren, die andere die nach kleineren Frequenzen verschobenen Komponenten bedingt. Wirkt auf das Gas keine andere Richtungsgröße als E_0, so verteilen sich die vorhandenen Elektronen gleichmäßig auf die beiden Gruppen. Nun ist aber bei der Starkschen Anordnung außer E_0 noch eine weitere gerichtete Größe (mindestens indirekt) wirksam, das inhomogene Feld E_1 jenseits der Kathode, das die Kanalstrahlen erregt.

Dieses Feld bedingt nach den beschriebenen Beobachtungen offenbar eine Richtungseigenschaft der Ionen der Kanalstrahlen, derart, daß eine ungleiche Zahl von ihnen eine positive bzw. eine negative Seite in die Richtung der Kanalstrahlen wendet. Je nachdem das Kondensatorfeld mit der (— +) oder der (+ —) Richtung im Ion zusammenfällt, ist seine Wirkung bez. der Emission eine andere. Im einen Falle bewirkt das Feld die Verschiebung der Zerlegungskomponenten nach größeren, im anderen nach kleineren Wellenlängen; die ungleiche Zahl der im einen

und im anderen Sinne orientierten Ionen gibt dann für die p- und die s-Schwingungen die Veranlassung zu einer Intensitatsdissymmetrie in dem einen oder anderen Sinne.

Wirkt das Feld E_0 normal zu beiden Richtungen $(-+)$ und $(+-)$, so fallt die Veranlassung fur eine Bevorzugung der langeren oder kurzeren Wellen hinweg.

Im vorstehenden sind im Grunde nur die fruher aufgezahlten Erfahrungstatsachen in anderen Worten wiedergegeben, eine spezielle Hypothese uber den Mechanismus der Vorgange ist absichtlich vermieden worden. Ich halte dies Verfahren dem neuen gegenuber, was hier vor uns liegt, fur das zunächst angemessenste.

Um aber auch etwas konkreter zu werden, will ich jetzt an einem *Bild* zeigen, wie Vorgange von der fraglichen Art zustande kommen *konnten*

Ich nehme an, die Ionen seien elektrisch aolotrop influenzierbar; in jedem gebe es eine Achse C großter Influenzierbarkeit; die dazu normalen Richtungen seien (einfachst) einander gleichwertig Die Achse C ist dann bez. der Influenzierung zweiseitig, d. h. also, wenn wir bei ihr willkurlich eine $+C$- und $-C$-Seite festsetzen, so geschieht die Influenzierung merklich in derselben Weise, wenn die $+C$-, als wenn die $-C$-Richtung in das Feld E_0 fallt Ist ursprünglich eine Schar derartiger Ionen sich selbst überlassen, so wird, wenn ein Feld E_0 erregt wird, die eine Halfte von allen sich mit der $+C$-, die andere mit der $-C$-Richtung in E_0 einstellen, bzw. um diese Richtung oszillieren.

Nun mag aber die fur die Influenzwirkung zweiseitige Achse C bezuglich des quasielastischen Feldes, in dem die Elektronen schwingen, *einseitig* sein; dieses Feld sei in bezug auf C dissymmetrisch, im ubrigen rings um C von rotatorischer Symmetrie. Ferner gebe ein inhomogenes Feld, wie z. B. in unserem Falle E_1, eine Bevorzugung der einen, z. B. der $+C$-Achse.

Dann werden von den durch die Kathoden tretenden Ionen *mehr* das $+C$-Ende in die Bewegungsrichtung kehren, als das $-C$-Ende. Bei der Einstellung in einem parallel E_1 wirkenden homogenen Felde E_0 werden somit auch *mehr* Ionen ihre Gleichgewichtslage mit der $+C$-Achse in der Richtung der Kanalstrahlen haben, als die $-C$-Achse. Es wird also das quasielastische Feld in der ersten Orientierung öfter zur Geltung kommen, als in der zweiten. Da aber das quasielastische Feld dissymmetrisch nach C ist, so werden Intensitatsdissymmetrien auftreten, die sich bei Um-

kehrung von E_0 selbst umkehren. Wirkt E_0 normal zu E_1, so kommt die ursprüngliche Bevorzugung der $+C$-Richtung nicht zur Geltung: die Dissymmetrie verschwindet"

34. Voigts zweite Theorie, dissymmetrisches elastisches Kraftfeld am Serienelektron.

Auf Grund der vorstehenden Auffassung von dem Vorhandensein einer Achse C größter Influenzierbarkeit mit zwei Seiten in bezug auf das Atomzentrum hat Voigt[1]) eine neue Theorie der Zerlegung von Spektrallinien durch ein elektrisches Feld entwickelt. Er hat nämlich mit dieser Auffassung, wie oben bereits mitgeteilt wurde, die Annahme verknüpft, daß das quasielastische Kraftfeld eines Serienelektrons in bezug auf C dissymmetrisch, im übrigen rings um C von rotatorischer Symmetrie sei. Auf Grund dieser bestimmten Voraussetzungen gelangt er zu folgenden theoretischen Ansätzen.

„Sind die Elongationen eines Elektrons gegen ein Achsensystem A, B, C durch a, b, c gegeben, so ist die einfachste Form[2]) des dissymmetrischen Potentials gegeben durch

$$\varphi = \frac{1}{2} k (a^2 + b^2 + c^2) + \frac{1}{2} k_1 (a^2 + b^2) c + \frac{1}{2} k_2 c^3.$$

Für kleine Elongationen, wie sie eine Lichtwelle ohne Einwirkung eines äußeren Feldes gibt, sind die Glieder mit k_1 und k_2 unmerklich; hier verhält sich das Medium isotrop und besitzt eine Eigenfrequenz ν_0, gegeben durch

$$\nu_0^2 = k/m$$

Wirkt dagegen ein Feld E_0 parallel der festen Z-Achse, so stellt sich in einem Teil aller Ionen die $+C$-, in dem andern die $-C$-Richtung in die Z-Achse.

Hiernach sind für die beiden Teile die Potentiale

$$13)\qquad \varphi = \frac{1}{2} k (\mathfrak{x}^2 + \mathfrak{y}^2 + \mathfrak{z}^2) \pm \frac{1}{2} k_1 (\mathfrak{x}^2 + \mathfrak{y}^2) \mathfrak{z} \pm \frac{1}{2} k_2 \mathfrak{z}^3$$

mit den bez. Vorzeichen zu benutzen, und die Bewegungsgleichungen werden

---

1) W. Voigt, Gött. Nachr. 1914.

2) Der Ansatz, den neuestens Herr Garbasso (Phys. Zeitschr. **15**, 123, 1914) für ein solches Potential gibt, ist nicht richtig. Ein Glied mit $(a^2 + b^2 + c^2)^{\frac{3}{2}}$ ist nicht dissymmetrisch. Allgemeine Erörterungen über dissymmetrische Potentiale finden sich in meiner Magneto- und Elektrooptik p. 363 u. f.

$$
14)\qquad
\begin{aligned}
m\mathfrak{x}'' &= -(k \pm k_1 \mathfrak{z})\mathfrak{x}, \\
m\mathfrak{y}'' &= -(k \pm k_1 \mathfrak{z})\mathfrak{y}, \\
m\mathfrak{z}'' &= -(k \pm k_2 \mathfrak{z})\mathfrak{z} \mp \frac{1}{2} k_1 (\mathfrak{x}^2 + \mathfrak{y}^2) + eE_0 .
\end{aligned}
$$

Fur den Gleichgewichtszustand gilt

$$
15)\qquad \mathfrak{x}_0 = \mathfrak{y}_0 = 0, \qquad (k \pm k_2 \mathfrak{z}_0)\mathfrak{z}_0 = eE_0,
$$

oder bei kleinem $k_2 \mathfrak{z}_0/k$ auch

$$
k\mathfrak{z}_0 = eE_0 \mp k_2 (eE_0/k)^2.
$$

Hieraus folgt, daß fur ein ruhendes Gas, in dem die $\pm$Zeichen je fur die gleiche Anzahl Ionen gelten, die elektrische Erregung von den Erganzungsgliedern des Potentials unabhangig und somit proportional zur Feldstarke ist.

Fur Schwingungen innerhalb des Feldes E_0 setzen wir wieder

$$
\mathfrak{x} = \xi, \qquad \mathfrak{y} = \eta, \qquad \mathfrak{z} = \mathfrak{z}_0 + \zeta
$$

und betrachten ξ, η, ζ als klein neben $\mathfrak{z}_0$. Dann gilt in erster Annaherung bei Rucksicht auf (15)

$$
16)\qquad
\begin{aligned}
m\xi'' &= -(k \pm \ \ k_1 \mathfrak{z}_0)\zeta, \\
m\eta'' &= -(k \pm \ \ k_1 \mathfrak{z}_0)\eta, \\
m\zeta'' &= -(k \pm 2k_2 \mathfrak{z}_0)\zeta.
\end{aligned}
$$

Dies gibt also fur ξ und η die Frequenz ν_s, fur ζ dagegen ν_p in erster Annäherung zu

$$
17)\qquad \nu_s = \nu_0 \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{k_1 \mathfrak{z}_0}{k}\right), \qquad \nu_p = \nu_0 \left(1 \pm \frac{k_2 \mathfrak{z}_0}{k}\right).
$$

Nun ist in gleicher Annäherung

$$
\mathfrak{z}_0 = eE_0/k,
$$

somit

$$
18)\qquad \nu_s = \nu_0 \left(1 \pm \frac{1}{2} \frac{k_1\, eE_0}{k^2}\right), \qquad \nu_p = \nu_0 \left(1 \pm \frac{k_2\, eE_0}{k^2}\right),
$$

wobei das obere Vorzeichen fur die eine, das untere fur die andere Hälfte der vorhandenen Moleküle gilt. Es erscheint als naturgemaß, k_1 und k_2 als von gleichem Vorzeichen anzunehmen. Ist $k_1 = k_2$, dann gilt

$$
\nu_p - \nu_0 = 2(\nu_s - \nu_0).
$$

Die Beobachtungen zeigen ein Verhaltnis derselben Großenordnung.

Die verfolgte Vorstellung ergibt somit in erster Annaherung die Zerlegung der Spektrallinie fur longitudinale Beobachtung in ein Duplet, fur transversale in ein Quadruplet. Die Verschiebungen sind symmetrisch in bezug auf die feldlose Linie und der Feldstarke proportional.“

Die vorstehende neue Theorie Voigts liefert die Abhängigkeit

des Komponentenabstandes von der Feldstarke in Übereinstimmung mit der Erfahrung, ferner das Auftreten lang- und kurzwelliger Komponenten auf den zwei Seiten einer unzerlegten Linie, endlich hat nach ihr, wie es auch zumeist in der Grobzerlegung tatsachlich zutrifft, die p-Komponente einen größeren Abstand von der unzerlegten Linie als die s-Komponente. Über die Abhangigkeit der Zerlegung von der Gliednummer (vgl. Abschnitt 16) hat sich Herr Voigt in einem Briefe an mich in folgender Weise geaußert: „Was die Formel $\Delta\lambda = k\lambda m^2$ angeht, so ist die Begrundung bisher eine unvollkommene. Nach meiner Formel (18) ist $\Delta\nu_p = \pm\nu\frac{k_2 e E_0}{k^2}$, also $\Delta\lambda_p = \mp\lambda\frac{k_2}{k^2}e E_0$. Hierin kann fur Serienlinien k_2/k^2 kaum von anderen Dingen als von der Ordnungszahl abhangen. — Die Erfahrung laßt das Quadrat zu."

35. Schwarzschilds Theorie, Newtonsches Kraftfeld am Serienelektron.

K. Schwarzschild[1]) hat eine Theorie der elektrischen Zerlegung von Spektrallinien auf Grund der Annahme gegeben, daß die rucktreibende Kraft, welcher ein lichtschwingendes Serienelektron unterliegt, dem Newtonschen Gesetz folgt.

„Man denke eine Spektrallinie erzeugt durch ein Elektron, das unter der elektrostatischen Anziehung einer ruhenden positiven Einheitsladung eine Keplersche Bewegung beschreibt Kommt noch ein außeres elektrisches Feld hinzu, so wirkt das wie die Anziehung einer sehr entfernten großen Elektrizitatsmenge. Man hat es mit dem bekannten Problem der Anziehung nach zwei festen Zentren zu tun, mit der Spezialisierung, daß das eine Zentrum sehr weit abruckt."

„Das Problem der Anziehung nach zwei festen Zentren gehört zu den — man kann sagen, eben noch — integrierbaren. Die Losung fuhrt auf elliptische Integrale. Ich hatte nur die bekannten Formeln zu spezialisieren auf den Fall des Abrückens des einen Zentrums und ferner die Voraussetzung einzufuhren, daß die von dem entfernten Zentrum ausgeübte Kraft — das außere elektrische Feld — klein ist, und zwar so klein, daß man die Quadrate dieser Kraft durchweg und ihre erste Potenz uberall da vernachlassigen darf, wo sie nicht durch Multiplikation mit der wachsenden Zeit etwas Erhebliches ausmacht, nach astronomischem Sprachgebrauch

1) K. Schwarzschild, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 20, 1914.

zu einer „säkularen Störung“ führt. Die Rechnung ist umständlich, führt aber zu einem verhältnismäßig einfachen Resultat.“

Bezüglich der weiteren mathematischen Behandlung der gemachten Voraussetzungen sei auf die Abhandlung Schwarzschilds verwiesen. Hier sei nur das Resultat mitgeteilt. Die Theorie gibt die Zerlegung einer Spektrallinie in ein symmetrisches Triplet; die mittlere Komponente schwingt senkrecht, jede der zwei äußeren Komponenten parallel zum elektrischen Feld. Der Abstand der zwei äußeren Komponenten in Wellenlängen wird gegeben durch die Formel:

$$\Delta\lambda = \frac{3}{4}\left(\frac{4}{\pi^4 V^4}\,\frac{\varepsilon}{\mu^2}\right)^{\frac{1}{3}} f \cdot \lambda^{\frac{7}{3}}$$

Hierin ist ε die Masse, μ die Ladung des Elektrons, V die Lichtgeschwindigkeit, f die Stärke des äußeren elektrischen Feldes, λ die Wellenlänge der unzerlegten Spektrallinie. Für λ 5000 Å, also ungefähr für H_β λ 4861 Å, berechnet sich als Komponentenabstand $\Delta\lambda = 0{,}94$ Å für eine Feldstärke von 13000 Volt $\times$ cm^{-1}, der beobachtete Abstand beträgt 4 Å.

Die Schwarzschildsche Theorie hat den Vorteil, daß sie auf klare Voraussetzungen gegründet, in ihrer Entwicklung durchsichtig ist und zu einer Endformel führt, welche nur bekannte Konstanten enthält. Sie gestattet darum einen vorbehaltfreien Vergleich mit der Erfahrung; stimmt sie mit dieser nicht überein, so dürfen wir immerhin als wertvolles Resultat verzeichnen, daß die Annahme eines rücktreibenden Newtonschen Kraftfeldes am lichtschwingenden Serienelektron rund um ein positives Zentrum nicht der Wirklichkeit entspricht

Nun liefert zwar die Schwarzschildsche Theorie die elektrische Zerlegung proportional der ersten Potenz der Feldstärke in Übereinstimmung mit der Erfahrung, auch entspricht die Art der Zerlegung noch derjenigen der roten Wasserstofflinie H_α In allen anderen Punkten gibt indes die Theorie die Erfahrung nicht richtig wieder. Die wirkliche Zerlegung von H_α ist dreimal größer als die theoretische; die höheren Gliednummern der Wasserstoffserie zeigen mehr als drei Komponenten und zudem nimmt ihr Komponentenabstand nicht proportional $\lambda^{\frac{7}{3}}$ mit abnehmender Wellenlänge ab, sondern im Gegenteil zu. Endlich verlangt die Theorie, daß ein elektrisches Feld außer dem erwähnten Triplet noch die Oktaven der unzerlegten Linie erzwingt. Von diesen ist indes auf den Spektrogrammen nichts wahrzunehmen.

Die vorstehende Abweichung zwischen Theorie und Erfahrung ist so groß, daß wir zur Ablehnung der Theorie Schwarzschilds kommen müssen. Dann aber dürfen wir aus der beobachteten elektrischen Zerlegung der Serienlinien auf Grund dieser Theorie folgern, daß das Serienelektron bei seinen Lichtschwingungen nicht einer rücktreibenden Kraft unterliegt, welche umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes von einem positiven Kern ist.

36. Die inneratomische und die lichtschwingende Geschwindigkeit von Serienelektronen, Schwierigkeit für die Lichtquanten- und die Lichtzellenhypothese.

Der Nachweis der Wienschen Zerlegung einer bewegten H-Serienlinie in einem transversalen Magnetfeld durch die Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}}{c}\right]$ gestattet einen Schluß [1]) auf die obere Grenze der Geschwindigkeit der in Lichtemission begriffenen Serienelektronen. Es sei abgesehen von der „äußeren" Geschwindigkeit eines Serienelektrons, welche es infolge der Bewegung seines ganzen Atoms besitzt Die Geschwindigkeit, welche es in bezug auf die übrigen Atomteile oder auf ein fest mit dem Atom verbundenes Koordinatensystem besitzen mag, sei in zwei Teile zerlegt, eine „inneratomische" $\mathfrak{v}_i$, welche vielleicht dem Serienelektron auch bei Abwesenheit von Lichtschwingungen eigentümlich ist, und eine „lichtschwingende" Geschwindigkeit $\mathfrak{v}_e$, welche es infolge von Lichtemission besitzt.

Die inneratomischen Geschwindigkeiten haben in einem lichtemittierenden Aggregat von Atom zu Atom alle möglichen Lagen in bezug auf die Achse eines äußeren Magnetfeldes. Die Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_i}{c}\right]$ nimmt darum alle möglichen Werte an und würde darum gemäß der Wienschen Zerlegung eine stetige Verbreiterung einer Serienlinie durch ein Magnetfeld liefern, wenn die Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_i}{c}\right]$ einen hinreichend großen Wert annehmen konnte. Nun aber lassen sich sogar die drei Zeeman-Komponenten der roten Wasserstofflinie nach Croze deutlich erhalten, obwohl bei dieser Linie der elektrische Effekt und somit die Wiensche Zerlegung verhältnismäßig groß ist. Es muß also

1) J. Stark, Phys. Zeitschr. **15**, 265, 1914.

die Zerlegung infolge einer etwaigen inneratomischen Geschwindigkeit kleiner als ein Zehntel des Abstandes der Zeeman-Komponenten sein. Dieser beträgt in einem Feld von 30000 Gauß 0,8 Å für H_α; die Zerlegung durch die Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_i}{c}\right]$ ist also in einem solchen Feld kleiner als 0,08 Å. Da die elektrische Zerlegung von H_α durch ein Feld ($\mathfrak{E}$) von 30000 Volt × cm^{-1} (100 stat. Einh.) rund 7 Å beträgt und $\mathfrak{E} = \mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_i}{c}$ zu setzen ist, so berechnet sich für eine elektrische Zerlegung von 0,08 Å eine Feldstärke von $100 \cdot \frac{0{,}08}{7}$ oder rund von $\mathfrak{E} = \mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_i}{c} = 1$, es ist somit $\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_i}{c}$ für $\mathfrak{H} = 30000$ kleiner als 1, und darum $\mathfrak{v}_i$ kleiner als 10^6 cm sec^{-1}. Aus den Beobachtungen von H_δ ergibt sich ein noch kleinerer Wert für die obere Grenze der inneratomischen Geschwindigkeit des Serienelektrons. Gemäß der spektralen Analogie dürfen wir das für die Serienelektronen des Wasserstoffs abgeleitete Resultat auf die übrigen Elemente verallgemeinern und behaupten, daß die Elektronen, welche die Serienlinien im Sichtbaren und Ultraviolett emittieren, keine inneratomische Geschwindigkeit besitzen, die größer ist als 10^6 cm sec^{-1}.

Was die lichtschwingende Geschwindigkeit der Serienelektronen in einem Magnetfeld betrifft, so nimmt die durch sie bedingte Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_e}{c}\right]$ nicht alle möglichen Lagen in bezug auf die Achse der rücktreibenden Kraft an, sondern besitzt für Schwingungen um die Achse von $\mathfrak{H}$ immer dieselbe Achse wie die rücktreibende Kraft und einen konstanten Wert, der allein von $\mathfrak{H}$ und von der Schwingungszahl abhängt gemäß der bekannten Theorie des Zeeman-Effektes. Die Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_e}{c}\right]$ bringt demnach nicht eine Verbreiterung, sondern eine Zerlegung einer Serienlinie in scharfe Komponenten hervor.

Im normalen Zeeman-Triplet ist die beobachtete Zerlegung einer Linie genau so groß wie die von der Theorie geforderte, dazu sind die Komponenten ebenso scharf wie die unzerlegte Linie. Die Theorie, die somit in völliger Übereinstimmung mit der Erfahrung steht, ist nun auf die Annahme gegründet, daß die rücktreibende Kraft auf die Serienelektronen rein quasielastisch ist.

Nun aber haben wir bereits oben festgestellt, daß sie fur große Verschiebungen aus der Gleichgewichtslage nicht mehr rein quasielastisch sein kann, da sonst keine elektrische Zerlegung der Schwingungen des Serienelektrons moglich ware Wollen wir beide Erfahrungen, die magnetische und die elektrische Zerlegung einer Linie, in theoretischer Hinsicht miteinander vereinbar finden, so mussen wir folgern, daß die Lorentzsche Kraft $e\left[\mathfrak{H}\frac{\mathfrak{v}_e}{c}\right]$ infolge der lichtschwingenden Bewegung so klein ist, daß die gesamte rücktreibende Kraft noch so gut wie rein quasielastischer Natur ist Jedenfalls muß die Verbreiterung der Zeeman-Komponenten infolge einer Abweichung von der Annahme der quasielastischen Kraft betrachtlich kleiner als ein Zehntel des Komponentenabstandes selbst fur eine Feldstarke von 30000 Gauß sein. Und hieraus folgt weiter, wie oben, daß die lichtschwingende Geschwindigkeit der Serienelektronen betrachtlich kleiner als 10^6 cm $\sec^{-1}$ sein muß.

Diese Folgerung uber eine obere Grenze fur die lichtschwingende Geschwindigkeit der Serienelektronen scheint mir eine ernsthafte Schwierigkeit[1]) fur die Plancksche Lichtquantenhypothese mit sich zu bringen. Gemaß dieser Hypothese gibt ja ein einzelner Oszillator in einem einmaligen Vorgang von Lichtemission oszillatorische Energie nach ganzen Vielfachen von $h\ n$ von sich, wo $h = 6{,}5 \cdot 10^{-27}$ erg sec das Plancksche Wirkungsquantum, n $\sec^{-1}$ die Schwinguugszahl der emittierten Energie ist. Die einfachste Annahme uber den Ursprung der emittierten Energie ist, daß diese der kinetischen Energie entstammt, dank welcher ein Serienelektron um seine Gleichgewichtslage schwingt. Es laßt sich dann eine obere Grenze für die Energie berechnen, welche ein einzelnes Serienelektron ausstrahlen kann; diese Energie muß namlich gemäß der oben gewonnenen Folgerung kleiner als $\frac{1}{2}\,m \cdot (10^6)^2$ sein, wo m die Masse eines Elektrons ist. Setzen wir diese rund gleich 10^{-27} g, so berechnet sich für jenen Energiebetrag der Wert $5\ 10^{-16}$ Erg. Nun kann aber nach der Planckschen Hypothese der von einem einzelnen Oszillator ausgestrahlte Lichtbetrag fur eine Wellenlange von $3 \cdot 10^{-5}$ cm nicht kleiner als $6{,}5 \cdot 10^{-12}$ Erg. sein. Dieser Betrag ist somit mehr denn 10000 mal großer als

---

1) J Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 304, 1914.

jener aus der Erfahrung abgeleitete Wert fur ein einzelnes Serienelektron.

Will man also die Plancksche Hypothese gegenuber der vorstehenden Folgerung halten, so muß man eine weitere Hypothese zu Hilfe holen, z. B. annehmen, daß an der Emission einer Serienlinie in einem Atom mehr als 10000 Serienelektronen zusammenwirken, oder annehmen, daß die von einem Atom in einer Serienlinie emittierte Lichtenergie in keiner Phase des Emissionsvorganges vollstandig in kinetischer Form an den Serienelektronen auftritt, sondern, allmahlich sich in kinetische Energie verwandelnd, aus einer Energie anderer Form fließt Indes wurde eine solche Hilfshypothese in meinen Augen mehr eine Belastung der Planckschen Hypothese mit Unerklartheit bedeuten, und als Experimentalphysiker mochte ich dann lieber auf die Plancksche Hypothese selbst verzichten als so unbestimmte Hilfshypothesen in Kauf nehmen.

Die Beobachtung der elektrischen Zerlegung einer Linie hat auch fur die Einsteinsche Lichtzellenhypothese eine große Schwierigkeit[1]) im Gefolge. Wie oben bei der Besprechung der Linienverbreiterung gezeigt wurde, vermag die Emission einer Serienlinie von Seite eines Atoms in dem zwischenmolekularen elektrischen Kraftfeld eines benachbarten Gasmolekuls zu erfolgen. Nun ist festgestellt, daß die Emission der ruhenden und der bewegten Serienlinien in den Kanalstrahlen durch den Stoß der Kanalstrahlen auf ruhende Gasatome bewirkt wird. Demnach kann bereits Emission einer Serienlinie statthaben, wahrend stoßendes Kanalstrahlenatom und gestoßenes Gasatom noch in ihrem wechselseitigen zwischenmolekularen elektrischen Kraftfeld sich befinden Dieses wird dann eine Verbreiterung der wahrend dieser Zeit (Stoßzeit) emittierten Serienlinie bewirken Und ist die Zahl der wahrend der Stoßzeit emittierten Wellenlangen von der Ordnung der Zahl der Wellenlangen, welche ein Atom wahrend einer elementaren Emission ausstrahlt, so muß die der Beobachtung sich darbietende Serienlinie merklich verbreitert sein Nun lassen sich aber die ruhenden und bewegten Serienlinien an einem Kanalstrahlenbundel auch bei Anwendung großer Dispersion ohne merkliche Verbreiterung erhalten Hieraus ist zu folgern, daß die Zahl der Wellenlangen einer Serienlinie, welche von einem einzelnen

1) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 305, 1914.

Atom in einem elementaren Vorgang außerhalb des zwischenmolekularen Kraftfeldes emittiert werden, groß ist im Verhaltnis zu der Zahl von Wellenlangen, welche während der Stoßzeit eines Kanalstrahlenteilchens ausgestrahlt werden. Die Größenordnung dieser Stoßzeit laßt sich indes berechnen. Setzen wir namlich die lineare Ausdehnung des zwischenmolekularen elektrischen Kraftfeldes gleich $5 \cdot 10^{-8}$ cm, die Geschwindigkeit von Kanalstrahlen, welche noch Lichtemission anregen konnen, gleich $5 \cdot 10^{6}$ cm $\sec^{-1}$, so werden innerhalb des zwischenmolekularen Kraftfeldes in einer Stoßzeit von 10^{-14} sec mindestens 10 Wellenlangen von $3 \cdot 10^{-5}$ cm Lange emittiert Sehr viel großer muß also die Zahl der außerhalb des Kraftfeldes emittierten Wellenlangen sein

Nun hat A. Einstein im Anschluß an die Plancksche Lichtquantenhypothese die Annahme zu begrunden versucht — und ich bin ihm darin gefolgt —, daß die Lichtenergie und somit die von einem Atom in einem elementaren Emissionsvorgang ausgestrahlte Energie bei ihrer Fortpflanzung in einem konstant bleibenden Volumen bei konstanter Dichte konzentriert bleibt. Wenn demnach eine solche Einsteinsche Lichtzelle existiert, so muß sie im Falle von Serienlinien mehr als 1000 Wellenlangen in der Achse der Fortpflanzung lang sein.

Zu der gleichen Folgerung führt eine andere Erscheinung Wie oben in Abschnitt 9 erwähnt wurde, vermögen Kanalstrahlen beim Auftreffen auf Salze von Alkalien und alkalischen Erden das Metallatom in den angrenzenden Gasraum herauszuwerfen und es dabei zu Lichtemission anzuregen. Wahrend die herausgeworfenen Metallatome im Gasraum vorwarts fliegen, strahlen sie die durch Stoß ubernommene oszillatorische Energie aus. Nun läßt sich eine untere Grenze fur die Zeitdauer der elementaren Emission durch ein einzelnes Atom auf Grund folgender Angaben berechnen. An den Serienlinien, welche von den herausfliegenden Metallatomen emittiert werden, läßt sich keine Dopplersche Verbreiterung infolge einer Geschwindigkeit beobachten, welche großer als 10^{6} cm $\sec^{-1}$ ware; dies ließ sich an Lithium- und Calciumlinien feststellen. Die Strecke, bis zu welcher die Lichtemission der vorwartsfliegenden Metallatome merklich ist, kann bei Lithium mehr als 0,3 cm betragen Hieraus berechnet sich die Zeitdauer der elementaren Emission der roten Lithiumlinie zu mehr als $3 \cdot 10^{-7}$ sec Innerhalb dieser Zeit werden von dem einzelnen Li-Atom mehr als 10^{8} Wellenlangen der Serienlinie λ 6104 Å aneinandergereiht.

Zu der Folgerung, daß Einsteinsche Lichtzellen, wenn sie überhaupt existieren, in der Achse ihrer Fortpflanzung die Ausdehnung einer Reihe von sehr vielen Wellenlängen haben müssen, ist bereits H. A. Lorentz[1]) auf Grund einer Besprechung der Interferenzerscheinungen gekommen; er zeigte zudem, daß eine Einsteinsche Lichtzelle, wenn sie existiert, auch senkrecht zur Achse ihrer Fortpflanzung eine Ausdehnung haben muß, welche sehr groß ist im Verhältnis zu ihrer Wellenlänge. Ich hielt früher die Lorentzsche Beweisführung nicht für zwingend, weil mir eine wechselseitige Kraftwirkung zwischen Einsteinschen Lichtzellen möglich erschien. Nachdem ich aber auf einem anderen Wege zu derselben Folgerung, wie H. A. Lorentz gekommen bin, stimme ich seinen Ausführungen zu. Und als Experimentalphysiker schließe ich daran folgendes Bekenntnis. Wenn eine Einsteinsche Lichtzelle mehr als 10^6 Wellenlängen lang und breit ist, dann verliert sie für mich gegenüber der früheren vielerprobten Vorstellung von der Ausbreitung einer Lichtwelle jeden anschaulichen und heuristischen Wert, dann birgt sie Schwierigkeiten in sich, die ebenso groß sind, wie diejenigen der Erklärung gewisser Erscheinungen, zu deren Deutung sie erfunden wurde. Unter diesen Umständen verwerfe ich die Einsteinsche Lichtzellenhypothese und bin der Ansicht, daß diejenigen Erscheinungen, welche ich früher mit dieser Hypothese zu deuten versuchte, in anderer Weise zu erklären sind.

Und als einer der ersten Anhänger der Planckschen Quantenhypothese möchte ich mir ihr gegenüber folgendes Bekenntnis erlauben. In mehreren Fällen scheint mir diese Hypothese in einen schwer lösbaren Widerspruch mit der Erfahrung zu stehen. Darum mißtraue ich den Anwendungen, welche ich von der Planckschen Hypothese zur Deutung einiger Erscheinungen gemacht habe. Eine derselben, das Auftreten mehrerer Geschwindigkeitsintervalle[2]) in der bewegten Intensität einer Serienlinie der Kanalstrahlen, ist sicher anders als auf Grund der Planckschen Hypothese zu deuten und von dem Auftreten eines Schwellenwertes der kinetischen Energie eines Kanal- oder Kathodenstrahls bei der Emission einer Eigenfrequenz durch ein Atom wird weiter unten eine Deutung ohne die Quantenhypothese gegeben.

---

1) H. A. Lorentz, Phys. Ztschr. **11**, 349, 1910.

2) Vgl. J. Stark, Die Atomionen chemischer Elemente und ihre Kanalstrahlenspektra, J. Springer, Berlin 1913.

37. Theorien, die sich der Planckschen Lichtquantenhypothese und des Rutherfordschen Atommodells bedienen.

E. Rutherford[1]) hat aus dem Vorkommen einer sehr großen Ablenkung eines α-Strahls durch ein einziges von ihm gestoßenes Atom die Folgerung gezogen, daß die chemischen Atome einen positiven Kern enthalten, der einen sehr kleinen Durchmesser und eine sehr große Masse im Vergleich zu einem negativen Elektron besitzt, um den positiven Kern sollen negative Elektronen, deren Gesamtladung gleich der Kernladung ist, auf geschlossenen Bahnen kreisen. So soll das Wasserstoffatom aus einem positiven Kern von der elektrischen Einheitsladung und einem einzigen ihn umkreisenden negativen Elektron bestehen[2]).

Dieses Rutherfordsche Atommodell ist von mehreren Forschern mit der Planckschen Quantenhypothese in Zusammenhang gebracht worden, nach welcher ein elementarer Oszillator, z. B. ein Wasserstoffatom Lichtenergie nur in ganzen Vielfachen des Produktes aus Planckschem Wirkungsquantum und Schwingungszahl ausstrahlen kann. Insbesondere hat N. Bohr[3]) eine auf diesen Hypothesen aufgebaute Theorie der Emission von Serien-

---

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **21**, 669, 1911.

2) Nach meiner Ansicht ist das Rutherfordsche Atommodell nicht die einzige mögliche Grundlage zur Deutung der Beobachtungen an den α-Strahlen. Es erscheint noch folgende andere Deutung möglich. Ein chemisches Atom mag aus einer ziemlich großen Anzahl von Teilchen bestehen, welche in ziemlich großen Zwischenräumen regelmäßig in einem Volumen angeordnet sind, welches groß ist im Verhältnis zu den elementaren Teilchen. Treffen zwei solche Atome, *A* und *B*, mit großer Geschwindigkeit aufeinander, so mag ein Teilchen von *A* das Atom *B* durchlaufen, ohne auf ein Teilchen in diesem zu treffen, oder es mag ein oder mehrere Teilchen treffen. Beim Durchlaufen des Atoms *B* erfahrt ein Teilchen von *A* und dank dem individuellen Zusammenhang das Atom *A* selber einen um so größeren seitlichen Impuls, je größer die Zahl der Zusammenstoße des Teilchens in *A* mit Teilchen in *B* sind. Der Gesamtimpuls, den das Atom *A* erhalt, hangt somit ab von der Zahl der Zusammenstoße seiner elementaren Teilchen mit elementaren Teilchen in *B*. Für den Fall, daß alle elementaren Teilchen in *A* Zusammenstoße mit Teilchen in *B* machen und gleichgerichtete seitliche Impulse erhalten, stellt sich eine außergewohnlich große seitliche Ablenkung des Atoms *A* ein. Dieser Fall des Aufeinanderpassens der Atome *A* und *B* Teilchen fur Teilchen bei dem wechselseitigen Durchfliegen hat im Verhaltnis zu den ubrigen moglichen Orientierungen eine kleine Wahrscheinlichkeit. Diese hangt ab von der Art der Anordnung der elementaren Teilchen in *A* und in *B*.

3) N. Bohr, Phil. Mag. **25**, 1, 476, 857, 1913.

linien gegeben und verwandte Ausfuhrungen uber ein Modell zur Erklarung der Lichtemission hat kurzlich E Gehrcke[1]) veröffentlicht.

Auf dem Boden derartiger theoretischer Anschauungen hat dann zuerst E. Warburg[2]), spater A Garbasso[3]), E. Gehrcke[4]) und N. Bohr[5]) selber eine Deutung der elektrischen Zerlegung der Serienlinien des Wasserstoffs zu geben versucht.

Was die Ausfuhrungen Gehrckes betrifft, so sind sie derartig, daß sie hier nicht kurz wiedergegeben werden konnen; der Leser sei auf die Originalabhandlungen Gehrckes verwiesen.

Warburgs Folgerungen ergeben keine elektrische Zerlegung einer Serienlinie in scharfe Komponenten, sondern nur eine Verbreiterung einer Serienlinie durch das elektrische Feld.

Garbassos Formel fur die elektrische Zerlegung der Wasserstofflinien stimmt im wesentlichen mit derjenigen von Bohr überein Da Garbasso in einer zweiten Mitteilung[6]) die Anwendbarkeit der Bohrschen Theorie anzweifelt, so seien hier nur die eingehender begrundeten Folgerungen Bohrs und die ihnen zugrunde liegenden Voraussetzungen beleuchtet.

Zwei Hypothesen, auf welche Bohr seine Theorie gründet, die Plancksche Lichtquantenhypothese und die Rutherfordsche Atomhypothese, sind bereits angegeben. Dazu fugt Bohr die dritte Hypothese, daß das um den positiven Atomkern rotierende Elektron infolge seiner Rotation keine Energie ausstrahlt, wie man dies nach den Gesetzen der Elektrodynamik erwarten sollte. Weiter nimmt er die vierte Hypothese dazu, daß das Elektron in mehreren, aber bestimmten Abstanden vom positiven Kern diesen stabil umkreisen kann; diese Abstande sind unter Berücksichtigung der übrigen Hypothesen so zu bestimmen, daß die Frequenzen des Elektrons gemaß der Rydbergschen Serienformel sich ergeben Endlich wird als sechste Annahme eingefuhrt, daß das Elektron beim Übergang von einem Stabilitatsabstand zu dem nächsten kleinen die Differenz der Energie für die zwei Abstande in einer scharfen Serienlinie als Plancksches Lichtquantum aus-

1) E. Gehrcke, Phys. Zeitschr. **15**, 123, 198, 344, 1914.
2) E. Warburg, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 1259, 1913
3) A. Garbasso, Phys. Zeitschr. **15**, 123, 1914.
4) E. Gehrcke, Phys. Zeitschr. **15**, 123, 198, 344, 1914.
5) N. Bohr, Phil. Mag. **27**, 506, 1914.
6) A. Garbasso, Phys. Zeitschr. **15**, 310, 1914.

strahlt; warum diese Ausstrahlung trotz Änderung des Abstandes (der Kraft) und der Energie monochromatisch bleibt, ist nicht zu erkennen.

Wohl mancher Physiker wird zögern, zum Zweck der Deutung der serienhaften Ordnung der Eigenfrequenzen eines Atoms soviele den erprobten elektrodynamischen Gesetzen widersprechende Hypothesen in Kauf zu nehmen. Er wird lieber jene serienhafte Ordnung weiter als vorlaufig unerklärt verzeichnen.

Sehen wir von der Wiedergabe der schwierigen und wenig durchsichtigen Diskussion der Bohrschen Theorie fur den Fall eines elektrischen Feldes ab und besprechen sogleich die Folgerungen, die Bohr uber die elektrische Zerlegung der Wasserstofflinien aus seiner Theorie gezogen hat. Diese ergibt zunachst in Übereinstimmung mit der Erfahrung den Komponentenabstand proportional der Feldstarke, wie Schwarzschilds und Voigts zweite Theorie. Bemerkenswert und scheinbar gunstig fur die Bewertung der Theorie ist weiter die Übereinstimmung zwischen dem aus der Theorie sich ergebenden Abstand der außeren p-Komponenten und dem wirklich beobachteten Abstand der Großenordnung nach. So betragt der berechnete Abstand fur H_γ bei 13000 Volt $\times$ cm^{-1} 5,2 Å, der beobachtete Abstand 5,9 Å nach mir und Kirschbaum, 5,6 Å nach Wilsar (in Wirklichkeit wohl noch etwas großer, vgl. Abschnitt 12). Auch die Abhangigkeit des Abstandes der p-Komponenten von der Gliednummer gibt Bohrs Theorie ebenfalls in angenäherter Übereinstimmung mit der Beobachtung wieder. Seine Formel fur diesen Abstand ist nämlich, fur Wellenlängen und für die Rydbergsche Numerierung der Serienglieder abgeändert, folgende:

$\Delta\lambda = \lambda^2 \frac{3}{4\pi^2} \frac{h}{e\mu} \mathfrak{E} [(1+m)^2 - 4]$, worin h die Plancksche Konstante, e die Ladung, μ die Masse des Elektrons, m die Rydbergsche Gliednummer ($H_\alpha = 2$, $H_\beta = 3$, $H_\gamma = 4$, $H_\delta = 5$) ist Gemaß dieser Formel ist $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 [(1+m)^2 - 4]}$ innerhalb der Wasserstoffserie konstant. Berechnet man den Wert dieses Ausdruckes auf Grund der von mir und Kirschbaum mitgeteilten Messungen, so erhalt man, abgesehen von einem gemeinsamen Proportionalitatsfaktor, die Werte: 29 fur H_α, 29 fur H_β, 33 für H_γ, 33 für H_δ und 33 fur H_ε.

Der Übereinstimmung zwischen der Theorie und der Beobachtung in den vorstehenden zwei Punkten dürfte indessen keine ent-

scheidende Bedeutung beizumessen sein Die Größe der elektrischen Zerlegung der Wasserstofflinien gibt nämlich auch die Schwarzschildsche Theorie der Ordnung nach in Übereinstimmung mit der Beobachtung und ist trotzdem zu verwerfen. Und was die Beziehung zwischen Komponentenabstand und Gliednummer betrifft, so ist sie wahrscheinlich allein deswegen, ohne Rücksicht auf die hypothetischen Grundlagen der Bohrschen Theorie, richtig, weil in ihr eine Proportionalität zwischen Komponentenabstand und der Balmer-Rydbergschen Differenz $\frac{1}{4} - \frac{1}{(1+m^2)}$ vorkommt. Daß eine Beziehung zwischen dieser Differenz und der elektrischen Zerlegung bestehe, war von vornherein auf Grund der Eigenart der Zerlegungen der aufeinanderfolgenden Serienglieder zu vermuten; so habe ich, ohne die Bohrsche Theorie zu kennen, es als notwendig bezeichnet, den Komponentenabstand in eine Beziehung zur Gliednummer zu bringen.

Die damit gekennzeichnete quantitative Übereinstimmung zwischen der Bohrschen Theorie und der Erfahrung verliert ihre Bedeutung völlig dadurch, daß die Theorie wesentliche Züge der elektrischen Zerlegung der H-Serienlinien qualitativ nicht richtig wiederzugeben vermag. Erstens hat Bohr bis jetzt noch nicht aus seiner Theorie das Auftreten der beobachteten senkrecht zum Feld schwingenden Komponenten ableiten können, sondern erhofft sie erst von einer genaueren Untersuchung. Somit steht auch die theoretische Ableitung der im Längseffekt auftretenden unpolarisierten Komponenten aus. Zweitens fehlt auch noch die Erklärung des Auftretens der inneren p- und s-Komponenten bei H_γ und H_δ in der Grobzerlegung und noch viel weniger vermag die Bohrsche Theorie eine Erklärung von dem Ursprung der zahlreichen inneren Komponenten in der Feinzerlegung zu geben. Drittens — und dieser Punkt allein macht die Bohrsche Theorie unannehmbar — besteht ein unlösbarer Widerspruch zwischen ihr und der Erfahrung hinsichtlich der Zerlegungen aufeinanderfolgender Serienglieder. Gemäß der Theorie bleibt sich die Geometrie der Bewegung des einen einzigen in H-Atome angenommenen Elektrons in dessen aufeinanderfolgenden Abständen und für die Emission der aufeinanderfolgenden Serienlinien ähnlich. Deren elektrische Zerlegungen müßten also, abgesehen vom Komponentenabstand, dieselben sein, sowohl was die Zahl als auch das Intensitätsverhältnis der p- und s-Komponenten betrifft. In Wirklichkeit sind

aber die Zerlegungen der Glieder der H-Serie in beiderlei Hinsicht charakteristisch voneinander verschieden.

38. Zur Deutung der Zerlegung von H-Linien, Zahl der Serienelektronen im Wasserstoffatom.

Wer von dem Wasserstoffatom eine Einfachheit der Struktur erwartet, deren Verständnis dem menschlichen Gehirn keine Schwierigkeit bereitet und deren mathematische Darstellung ihm leicht ist, wer bereits für das eine oder andere Atommodell eingenommen ist, der wird mit Unbehagen auf die elektrische Feinzerlegung der H-Serienlinien des Wasserstoffes blicken und vielleicht den Versuch machen, seine ihm bereits liebgewordene Idee hinter der Wolke einer unbestimmten Hypothese zu verstecken. So ist in dieser Hinsicht folgende Hypothese zu erwarten: Die beobachtete Feinzerlegung ist auch unter Annahme eines einzigen Serienelektrons möglich, durch das elektrische Feld mögen eben die Schwingungen eines einzigen Elektrons in eine Reihe von Einzelschwingungen zerlegt werden

Zwar durfte man vergeblich auf eine eingehende Begründung dieser Hypothese warten, aber da heutzutage so manche mysteriose theoretische Abhandlungen Gläubige finden, so mag auch manchem jene hypothetische Wolke genügen, um an gewissen theoretischen Entwicklungen festzuhalten. Wer indes die Tatsachen vergleichend und ohne Voreingenommenheit ins Auge faßt, der erkennt die Unmöglichkeit der Hypothese von einem einzigen Serienelektron im Wasserstoffatom.

Wäre nämlich nur ein Serienelektron im Wasserstoffatom vorhanden und würden seine Schwingungen durch das äußere elektrische Feld in die zahlreichen Komponenten der Feinzerlegung aufgelöst, so müßte die Zahl der Komponenten und ihr Intensitätsverhältnis für die aufeinanderfolgenden Glieder der H-Serie dieselbe sein; in Wirklichkeit unterscheiden sich die H-Serienlinien sowohl in der Grob- wie in der Feinzerlegung charakteristisch voneinander.

Und wer dieser Tatsache noch nicht volle Beweiskraft zuerkennen will, kann sich wenigstens folgender Überlegung nicht verschließen. Wenn die Schwingungen eines Serienelektrons im Wasserstoffatom allein durch die Wirkung des äußeren elektrischen Feldes in eine Reihe verschiedener Frequenzen von gewissem Intensitätsverhältnis zerlegt werden, so muß die dabei auftretende

Symmetrie der Zerlegung hinsichtlich Komponentenabstand und Intensitatsverhaltnis bei den gleichnamigen Linien anderer Elemente, so bei den diffusen Nebenserien des Heliums, wiederkehren. In Wirklichkeit ist aber die Zerlegung der gleichnamigen *He*-Linien in merkwurdiger Weise dissymmetrisch hinsichtlich Komponentenabstand und Intensitatsverhaltnis Dieser Unterschied der elektrischen Zerlegungen der *H*- und *He*-Linien ist wohl nur dahin zu deuten, daß den Komponenten einer Linie mehrere Serienelektronen im einzelnen Atom zuzuordnen sind, und daß die relative Anordnung und Zahl der Serienelektronen von Element zu Element verschieden ist.

Als ein grundlegendes Resultat schalt sich somit aus den vorstehenden Erwagungen die Erkenntnis heraus, daß in einem einzelnen Atom, insbesondere im *H*-Atom, im allgemeinen mehrere Serienelektronen vorkommen Und zwar laßt die Feinzerlegung folgern, daß allein an der Emission einer einzigen Serienlinie im einzelnen Atom mehrere Serienelektronen beteiligt sind Im ungestorten Atom besitzen n gleichartige Serienelektronen dieselbe Frequenz, im elektrischen Feld dagegen werden die auf verschiedenen Atomachsen liegenden Serienelektronen verschieden beeinflußt und liefern darum verschiedene Frequenzen, also verschiedene Komponenten ihrer Serienlinien in der Feinzerlegung. Im magnetischen Feld werden alle Serienelektronen einer Linie in gleicher Weise beeinflußt, ihre magnetischen Komponenten fallen darum wenigstens im normalen Triplet zusammen.

Hinter diesem Hauptresultat des Vorkommens mehrerer Serienelektronen im Wasserstoffatom tritt die Frage nach der genauen Zahl dieser Elektronen fur eine Linie und die Frage nach den Zentren verschiedener Serienlinien zunachst zuruck. Wenn ich hier ein Bild von der Anordnung und Bewegung der Serienelektronen im Wasserstoffatom mitteile, so geschieht dies, um ein Beispiel fur eine mogliche Atomstruktur zu geben und durch die Herausforderung von Widerspruch ein Bessermachen zu veranlassen.

Zunächst ist es als ziemlich sicher zu betrachten, daß im Wasserstoffatom auf entgegengesetzten Seiten vom Mittelpunkt Serienelektronen vorkommen. Dies wurde oben in Abschnitt 33 aus der Umkehrbarkeit des Intensitatsunterschiedes lang- und kurzwelliger Komponenten der *H*-Serienlinien gefolgert. In Fig. 17 wurde als Beispiel nur ein Elektron auf der Vorderseite und auf der Rückseite des Atoms eingezeichnet. Nun habe ich bereits

in jenem Abschnitt die Schwierigkeit erwähnt, welche eine derartige Auffassung mit sich zu bringen schien, solange nur die Grobzerlegung der *H*-Serienlinien bekannt war. Es liegt nämlich nahe anzunehmen, daß außer den zwei Elektronen auf einer Achse in Fig. 17 noch weitere Elektronen auf anderen Achsen vorkommen, welche gegen die Feldachse geneigt sind. Wäre dies der Fall, so hätte man bei dem damaligen Stand der Erfahrung noch mehr elektrische Komponenten bei den *H*-Linien erwarten dürfen, als die Grobzerlegung ergeben hatte. Ja, selbst bei Annahme von nur zwei Serienelektronen auf einer Atomachse ergab sich eine Schwierigkeit; dieser Atomachse mußte man doch zum mindesten Schwingungen um die Feldachse zugestehen und hieraus war eine Verbreiterung der wenigen Komponenten der Grobzerlegung zu erwarten. Nun hatten sich diese zwar in der Tat nicht scharf ergeben, besonders bei den *H*-Linien; aber ich mußte damals noch mit der Möglichkeit rechnen, daß die Unschärfe der elektrischen Komponenten für mäßig starke Felder von einer geringen Schwankung der Feldstärke während der langen Belichtung herrühre.

Nachdem aber nunmehr die Feinzerlegung der *H*- und *He*-Linien gelungen ist, nachdem sich ihre elektrischen Komponenten für große Feldstärken erstaunlich scharf ohne besonders sorgfältige Konstanthaltung der Feldstärke herausholen ließen, bietet sich von selbst eine Behebung der obigen Schwierigkeiten in der Folgerung, daß die elektrischen Atomachsen in einem sehr starken elektrischen Feld eine nur wenig von dessen Achse abweichende Einstellung erfahren, und daß dann die Komponenten der auf verschiedenen Atomachsen liegenden Serienelektronen scharf erscheinen.

Verfolgt man diesen Gedankengang, so kommt man bei der Zuordnung der *p*- und *s*-Komponenten zu einem merkwürdigen Resultat, das sich am schnellsten an der Hand einer Zeichnung klar machen läßt.

Gemäß Fig. 18 seien im ungestörten Atom zwölf Elektronen auf einem Kreis in gleichen Abständen angeordnet; sie sollen alle gleichartig sein, also gleiche Frequenzen besitzen. Und zwar sollen die radialen Schwingungen eine intensivere Lichtemission liefern als die dazu senkrechten Schwingungen, ein Verhältnis, das zeichnerisch durch die Länge der Doppelpfeile dargestellt sei. Durch ein elektrisches Feld wird eine derartige Anordnung gleichartiger

Elektronen geändert, ihre Mittelpunkte mögen z. B. wie in Fig. 19 angenähert auf eine Ellipse auseinandergezerrt werden. Es nehmen dann die auf entgegengesetzten Seiten einer Atomachse liegenden Elektronen entgegengesetzte Änderungen ihrer Frequenzen an (lang- und kurzwellige Komponente gleicher Nummer) und infolge

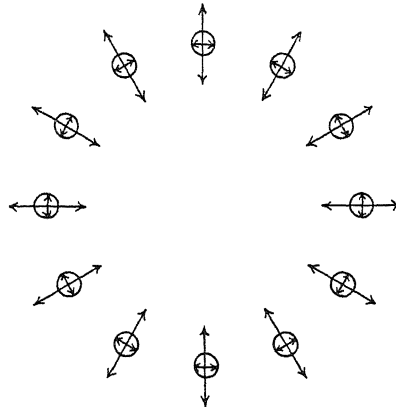



Fig. 18

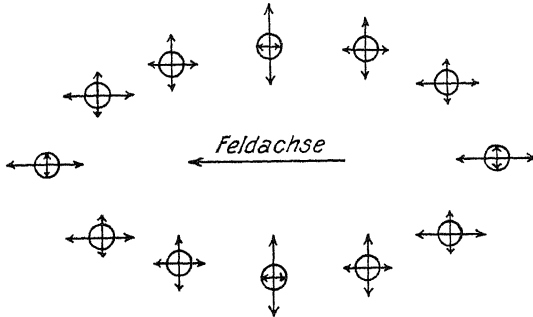



Fig 19.

der von Achse zu Achse veränderten Stellung der p- und der s-Schwingungen in bezug auf die Atomachse ändert sich die Intensität der p- und der s-Komponenten in gesetzmäßiger Weise von außen nach innen, und zwar nimmt diejenige der p-Komponenten von außen nach innen ab, diejenige der s-Komponenten zu.

Wollten wir das vorstehende Bild, das vielleicht fur H_α noch am genauesten zutrifft, auf eine andere Serienlinie anwenden, so stunden uns, wenn wir ohne Begrundung nur dem Spiel der Phantasie folgten, zwei Wege offen. Entweder konnten wir fur jede Serienlinie einen konzentrischen Elektronenring von charakteristischer Zahl und Anordnung der Serienelektronen annehmen. Oder wir konnten uns mit einem Elektronenring begnugen und annehmen, daß dieser an verschiedenen Gleichgewichtsformen des chemischen Atoms fur verschiedene Energieinhalte teilnimmt und in diesen verschiedene Serienlinien liefert Um uns nicht auf eine einseitige Auffassung festzulegen, wird es gut sein, die zweite Moglichkeit eingehend zu erortern. Dies soll im folgenden Abschnitt geschehen. Zuvor sei indes auf Grund der bisher gewonnenen Andeutungen uber das Vorkommen mehrerer Serienelektronen in einer bestimmten Anordnung innerhalb eines einzelnen Atoms eine Bemerkung zu dem Vergleich des *H*-, *He*- und *Li*-Atoms in dieser Hinsicht gemacht.

Beim Vergleich der elektrischen Feinzerlegungen der Linien der diffusen Nebenserie des Wasserstoffs mit den gleichnummerigen Linien der diffusen Nebenserie des Heliums I und Heliums II fallt zwar zunachst die Symmetrie der Zerlegung bei Wasserstoff gegenüber der Dissymmetrie bei Helium ins Auge; bei näherem Zusehen kann man indes eine gewisse Verwandtschaft der Zerlegungen hinsichtlich der Zahl und Lage der intensiveren Komponenten fur je eine *H*- und die gleichnamige *He*-Linie erkennen. Diese Erkenntnis legt die Vermutung nahe, daß die Geometrie der Anordnung der Serienelektronen des Heliums aus der Geometrie des Wasserstoffatoms durch eine Deformation erhalten wird.

Einem Chemiker mag die Feststellung der Tatsache in Abschnitt 20 befremden, daß die Dynamik der Serienelektronen des Lithiums derjenigen des Heliums näher steht als derjenigen des Wasserstoffs; denn in ihrem chemischen Verhalten stehen Wasserstoff und Lithium einander naher als dem Helium. Indes ist zu bedenken oder auch aus jener Tatsache zu folgern, daß die Serienelektronen einen Atomteil ausmachen, der sich nur wenig an den chemischen Verbindungen der Oberflächen verschiedener Atome beteiligt. Für die Charakteristik der elektrischen Oberflachenstruktur eines chemischen Atoms sind Elektronen anderer Art, die von mir als Valenzelektronen bezeichnet wurden, maßgebend.

39. Über das Vorkommen mehrerer Gleichgewichtsformen eines chemischen Atoms.

In Abschnitt 4 wurde auf zwei für die Erforschung der Atomstruktur außerordentlich wichtige Tatsachen hingewiesen. Erstens vermag nämlich ein chemisches Atom mit der elektrischen Gesamtladung Null und nach Verlust eines negativen Elektrons oder mehrerer mit einer von Null verschiedenen positiven Gesamtladung als stabile Anordnung mehrerer positiver und negativer Quanten zu existieren. Zweitens ändern sich durchgreifend die Serienfrequenzen eines chemischen Atomrestes beim Übergang von dem neutralen Atom zu dem positiv einwertigen Atomion oder beim Übergang von diesem zu dem positiven zweiwertigen Atomion.

Diese zwei Tatsachen können wir in folgendem Satz zusammenfassen. Die an der Gleichgewichtsanordnung der Quanten eines chemischen Atoms teilnehmenden Serienelektronen besitzen in den verschiedenen Gleichgewichtslagen des neutralen Atoms und positiven Atomions verschiedene Frequenzen ihrer Schwingungen um ihre Gleichgewichtslagen.

Wir können nun vermuten, daß auch für eine bestimmte elektrische Gesamtladung, also für das neutrale Atom oder das positive Atomion, mehrere verschiedene Gleichgewichtsanordnungen der Quanten eines Atoms möglich sind. In einer jeden Gleichgewichtsform eines Atoms mögen dann seinen Serienelektronen bestimmte Frequenzen der Schwingungen um ihre Gleichgewichtslagen eigentümlich sein; und die aufeinanderfolgenden Glieder einer Serie mögen den aufeinanderfolgenden inneratomischen Gleichgewichtsformen entsprechen, an welchen das Serienelektron teilnimmt.

Wie man sieht, ist eine solche Hypothese über das Vorkommen mehrerer Gleichgewichtsformen eines Atoms bis zu einem gewissen Grade den Voraussetzungen der Bohrschen Theorie entnommen. Indes weicht sie von diesen insofern ab, als sie der Emission von Serienlinien in der üblichen Weise Schwingungen um eine Gleichgewichtslage zuweist und auch für die dabei ausgestrahlten Energiebeträge nicht Plancksche Lichtquanten vorschreibt.

Über die energetischen Verhältnisse bei der Emission von Serienlinien ergeben sich aus diesen tatsächlichen und hypothetischen Voraussetzungen nachstehende Folgerungen.

Sollen durch den Stoß von Kathoden- oder Kanalstrahlen auf neutrale Atome die Serienlinien von ihren positiven Atomionen

zur Emission gebracht werden, so muß zunachst Ionisierung eintreten und darum muß die kinetische Energie des Strahlenteilchens oberhalb eines bestimmten Schwellenwertes liegen, der in erster Linie durch den Vorgang der Ionisierung bestimmt wird.

Die Eigenschwingungen eines Serienelektrons um eine bereits vorhandene Gleichgewichtslage in einer Atomform konnen durch beliebig kleine Krafte von außen, z. B. durch stoßende Atome oder Lichtschwingungen angeregt werden. Ist dagegen die einer Serienlinie zugeordnete Atomform noch nicht vorhanden und soll die Serienlinie durch den Stoß eines Teilchens zur Emission gebracht werden, so muß die kinetische Energie des stoßenden Teilchens oberhalb eines gewissen Schwellenwertes liegen, weil durch den Stoß zunachst die Arbeit zur Verwandlung der vorhandenen Atomform in die neue Atomform der betrachteten Serienlinie geleistet werden muß. Bei der Überfuhrung in die neue Gleichgewichtslage mag das Serienelektron einen gewissen Mehrbetrag von Energie ubernehmen und ihn danach in Schwingungen um seine Gleichgewichtslage ausstrahlen.

Es kann hier nicht der Ort sein, die vorstehenden Folgerungen uber das Auftreten von Schwellenwerten fur die Verwandlung von kinetischer Energie stoßender Teilchen in Strahlung an den daruber bis jetzt vorliegenden Erfahrungen eingehend zu prufen. Auch sei von der Besprechung der Folgerungen uber die Energien der Valenzelektronen fur verschiedene Gleichgewichtsformen eines chemischen Atoms abgesehen Der Punkt, auf den es hier ankommt, ist die Wirkung eines elektrischen Feldes auf ein Serienelektron fur seine Lagen relativ zum Atomzentrum in den aufeinanderfolgenden Gleichgewichtsformen.

Die verschiedenen Gleichgewichtsformen eines neutralen Atoms oder positiven Atomions unterscheiden sich zweifellos durch ihren Energieinhalt. Es liegt folgende Annahme nahe: Bei der Überfuhrung aus der Gleichgewichtsform fur eine bestimmte Serienlinie in die Form für die nachste hohere Gliednummer der Serienlinie muß Arbeit auf das Atom geleistet werden und dabei ruckt das Serienelektron weiter vom Atomzentrum fort. Bei Fortschiebung des Serienelektrons vom Atomzentrum wurde demnach seine Frequenz in Übereinstimmung mit der in Abschnitt 33 gegebenen Deutung zunehmen. Und aus der Zunahme der Zerlegung beim Übergang zu einer hoheren Gliednummer wäre dann ein bestimmter Schluß auf das rücktreibende Kraftfeld des Elektrons zu

ziehen, wenn wir zunächst für die elektrische Zerlegung einer einzelnen Serienlinie eine zutreffende Theorie besaßen.

Die vorstehenden Überlegungen sind ihrer Unbestimmtheit wegen gewiß recht unbefriedigend Indes scheint die Hypothese des Vorkommens mehrerer stabiler Gleichgewichtsformen eines Atoms oder Atomions einen beachtenswerten neuen theoretischen und experimentellen Gesichtspunkt zu bringen für die Untersuchung der aufeinanderfolgenden Glieder einer Serie. Und umgekehrt regt gerade die merkwürdige sprungweise Änderung der elektrischen Zerlegung einer Serienlinie mit springender Gliednummer zu jener oder einer ähnlichen Hypothese an.

40. Die inneratomische dielektrische Wirkung.

Wenn die Kraft des elektrischen Feldes in einem Raumpunkt für eine endliche Ladung E gleich $E\mathfrak{E}$ ist, so hat sie für ein positives oder negatives einwertiges Ion (Gesamtladung des frei beweglichen Teilchens gleich e) in dem betrachteten Raumpunkt den Wert $e\mathfrak{E}$. Dies hat die experimentelle Untersuchung der Kathoden- und Kanalstrahlen mit Sicherheit feststellen lassen.

Wenn indes ein Elektron im Innern oder an der Oberfläche eines Atoms in der Nähe anderer elektrischer Quanten sich befindet, so ist wenigstens nach den Erfahrungen über die Dielektrizität zu erwarten, daß nunmehr die elektrische Kraft auf ein solches Elektron in einem endlichen Felde von der Stärke $\mathfrak{E}$ nicht mehr gleich $e\mathfrak{E}$ ist, sondern im allgemeinen durch die Wirkung benachbarter Quanten desselben Atoms verkleinert erscheint. Gemäß den Vorstellungen, die wir von den dielektrischen Erscheinungen gebildet haben, wird nämlich das endliche elektrische Feld die Nachbarquanten im Atom relativ zu dem betrachteten Elektron verschieben und infolge dieser Verschiebung wird sich an dem Ort des Elektrons in der Achse des äußeren Feldes eine Feldstärke $\mathfrak{E}_i$ einstellen, welche sich über die Stärke $\mathfrak{E}$ des äußeren Feldes lagert. Setzen wir $\mathfrak{E}_i = \varkappa\mathfrak{E}$, so wird die wirksame elektrische Kraft auf das betrachtete Elektron gleich $e\mathfrak{E}(1+\varkappa)$. Je nach dem Vorzeichen von $\varkappa$ bedeutet die Feldwirkung (induzierte Feldstärke $\varkappa\mathfrak{E}$) infolge der Verschiebung der Nachbarquanten eine Schwächung oder eine Stärkung des äußeren Feldes am Orte des betrachteten Elektrons.

Während der Zeeman-Effekt, wie bereits erwähnt wurde, für entsprechende Linien verschiedener Elemente nach Art und

Größe derselbe ist, unterscheiden sich die elektrischen Zerlegungen entsprechender Linien verschiedener Elemente vor allem hinsichtlich des Abstandes der äußeren Komponenten. Und zwar nimmt, wie bereits der Vergleich von Wasserstoff, Lithium und Helium lehrt, die Zerlegung mit wachsendem Atomgewicht ab. Es liegt nahe, diese Erscheinung aus dem Auftreten der eben gekennzeichneten inneratomischen induzierten Feldstärke $\varkappa \mathfrak{E}$ zu erklären und somit in den angeführten Fällen $\varkappa$ ein negatives Vorzeichen zuzuordnen. Zweifellos nimmt die Zahl der inneratomischen Quanten der chemischen Elemente zu mit steigendem Atomgewicht. Aus diesem Grunde dürfen wir jedenfalls für die Elemente einer Vertikalreihe des periodischen Systems eine Zunahme der induzierten inneratomischen Feldstärke mit steigendem Atomgewicht erwarten.

Indes wäre es voreilig, wenn wir die inneratomische Dielektrizität nur von der Zahl der Quanten eines Atoms abhängen lassen wollten. Denn das Feld, welches ein inneratomisches Quantum an dem Orte eines Serienelektrons hervorbringt, hängt nicht allein ab von seiner relativen Lage zum Serienelektron, sondern auch von der Größe seiner Verschiebung. Je größer diese ist, desto stärker wird auch das durch sie bedingte Feld am Orte des Serienelektrons sein. Wir müssen also mit der Möglichkeit rechnen, daß gewisse inneratomische Quanten, insonderheit gewisse Elektronen, infolge ihrer besonderen Bindungsart einer viel stärkeren inneratomischen dielektrischen Wirkung fähig sind als inneratomische Elektronen anderer Art. Eine solche Überlegung wird auch durch die Erfahrungen über die außeratomische dielektrische Wirkung chemischer Moleküle in Aggregaten gerechtfertigt. Die außeratomische Dielektrizität der chemischen Atome wird nämlich für langsam veränderliche äußere elektrische Felder bis in die Nähe ihrer ultravioletten Eigenfrequenzen nicht durch die Größe des Atomgewichtes, sondern in erster Linie durch die chemische Eigenart der Moleküle bestimmt. Und diese läßt sich, wie ich dies an zahlreichen Stellen wahrscheinlich machte, aus dem Vorkommen von sogenannten leicht verschiebbaren, ja sogar abtrennbaren Valenzelektronen[1]) an der Atomoberfläche deuten.

Zugunsten der vorstehenden Auffassung spricht auch die Tatsache, daß gewisse Linien des Quecksilbers bei 20000 Volt$\times$cm^{-1}

1) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El **5**, 124, 1908; **11**, 194, 1914, Ztschr. f. phys. Chem. **86**, 51, 1913.

und 1 mm · 8,9 Å Dispersion bereits eine merkliche Einwirkung des elektrischen Feldes trotz des großen Atomgewichtes dieses Elementes erkennen lassen.

An die vorstehenden Ausführungen sei noch folgender Hinweis gefügt, welchen ich einer brieflichen Mitteilung des Herrn P. Ehrenfest verdanke.

„Die „quasi-dielektrische“ Abschwächung beruht darauf, daß auf das uns interessierende Quantum A neben der primären Kraft $\left\{ \begin{matrix} e\mathfrak{E} \text{ oder} \\ e\left[\mathfrak{H}, \frac{\mathfrak{v}_a}{c}\right] \end{matrix} \right\}$ noch eine sekundäre Kraft, die (elektrostatischen) Kräfte der übrigen, aus ihren Gleichgewichtslagen verschobenen Bruder-Quanten B wirken.

Diese schwächenden sekundären Kräfte wirken aber immer, wenn die Bruder-Quanten B verschoben sind, gleichgültig wodurch sie verschoben wurden (ob durch ein $e\mathfrak{E}$ oder ein $e\left[\mathfrak{H}, \frac{\mathfrak{v}_a}{c}\right]$ oder irgendeine andere Kraft).

Der „quasi-dielektrische“ Einfluß der Bruder-Quanten würde z. B. auch im Gravitationsfeld bestehen, falls nur das Gewicht aller Quanten proportional zu c ist. Er würde nur dann wegfallen, wenn ein Kraftfeld $\mathfrak{K}$ existierte, das auf die Bruder-Quanten B überhaupt nicht wirkt, sondern nur auf A.“

41. Ein möglicher Zusammenhang zwischen dem Banden- und dem Serienspektrum.

Die Unterscheidung[1]) zwischen Banden- und Serienspektren ist grundlegend für das Verständnis der spektralanalytischen Erscheinungen. Die Serienformel und die Bandenformel, welche Linien als eine Funktion einer Reihe ganzer Zahlen zusammenfassen, sind wesentlich voneinander verschieden. Die Serienlinien zeigen in den Kanalstrahlen neben ruhender Intensität bewegte Intensität, dagegen ist bis jetzt noch an keiner Bandenlinie mit Sicherheit eine bewegte Intensität beobachtet worden. Die Serienlinien werden durch ein magnetisches Feld in vollständig polarisierte Komponenten von angenähert gleich großem Abstand für alle Elemente zerlegt; die Bandenlinien werden entweder nicht merklich zerlegt oder ihre magnetischen Komponenten sind nicht

1) Vgl. J. Stark, Die elementare Strahlung, S. 42, S. Hirzel, Leipzig 1911.

vollstandig polarisiert oder gegen die unzerlegten Linien in merkwurdiger Weise verschoben Dieser klaffende Unterschied zwischen den zwei Linienarten kehrt auch bei der elektrischen Zerlegung wieder. Wahrend die Serienlinien des Wasserstoffs symmetrisch in zahlreiche Komponenten von großem Abstand zerlegt werden, zeigen seine Bandenlinien entweder keine merkliche oder nur eine geringe Zerlegung, und diese ist zudem vollig dissymmetrisch

Auf Grund dieses Unterschiedes liegt auf der Hand, daß die Zentren der Bandenschwingungen in einem anderen inneratomischen Kraftfeld sich befinden als die Zentren der Serienschwingungen. Gemaß einer von mir seit Jahren vertretenen Anschauung sind die Zentra der Serienlinien negative Elektronen, welche als unabtrennbare Bestandteile im Atominnern liegen, die Zentra der Bandenlinien dagegen abtrennbare Elektronen, welche an der Atomoberflache liegend die chemische Zusammenbindung verschiedener Atome bewirken.

Wenn ich nun auch den Banden- und den Serienlinien in dieser Weise verschiedene Zentra zuwies, so habe ich doch von Anfang mit der Moglichkeit eines Zusammenhanges zwischen den Schwingungen der Valenz- und der Serienelektronen gerechnet So sei nur folgende Stelle aus meinem Buch uber die elementare Strahlung angefuhrt: „Insofern die Struktur des Bandenspektrums abweicht von derjenigen des Serienspektrums, laßt sich bereits auf Grund dieser Tatsache die Folgerung ziehen, daß der Bandenoszillator eine andere Struktur und Dynamik als der Serienoszillator besitzt. Trotz dieser Verschiedenheit mögen indes die zwei Oszillatoren innerhalb desselben Atoms miteinander gekoppelt sein und die Systeme ihrer Eigenfrequenzen wechselseitig beeinflussen"

In Ausarbeitung dieser allgemeinen Idee mochte ich nun hier auf einen moglichen Zusammenhang zwischen dem Banden- und dem Serienspektrum hinweisen. Ich habe die Hypothese vorgeschlagen, daß die Bandenspektren die abtrennbaren Valenzelektronen als Zentren haben und bei deren Schwingungen um ihre Gleichgewichtslage in Absorption oder Emission erscheinen. An dieser Hypothese mochte ich auch jetzt noch festhalten, sie indes in folgender Weise erweitern Außer dem Fall, daß die Emission und Absorption der Bandenspektren unmittelbar an Schwingungen der Valenzelektronen geknüpft ist und diese selbst als Zentren hat, mag es Falle geben, in denen die Bandenspektren nur mittelbar

mit der Lage oder Bewegung der Valenzelektronen zusammenhangen, als Zentren vielmehr Serienelektronen haben, deren Schwingungen durch das Kraftfeld von Valenzelektronen aus der Anordnung des Serien- in dasjenige des Bandenspektrums übergefuhrt sind.

Ehe diese Idee weiter verfolgt wird, sei hier ein fruherer Zusatz zu der obigen Hypothese beseitigt Ich habe namlich mit dieser die Plancksche Quantenhypothese verknupft und angenommen, daß die potentielle Energie, welche ein partiell oder total abgetrenntes Valenzelektron in bezug auf seine Bindungsstelle besitzt, bei der Anlagerung auf den Stellen großer Beschleunigung der moglichen Anlagerungsbewegungen in Planckschen Lichtquanten ausgestrahlt wird. Nachdem mir gegen die Plancksche Hypothese Bedenken aufgestiegen sind, mochte ich die Annahme einer quantenhaften Lichtemission durch einzelne Valenzelektronen fallen lassen Unberuhrt von dieser Einschrankung mochte ich meine ursprüngliche Hypothese lassen, daß die potentielle Energie der Valenzelektronen bei ihrer Wiederanlagerung in Form von Lichtenergie in einem Bandenspektrum ausgestrahlt werden kann.

Kehren wir nun zu der Erweiterung der obigen Hypothese uber die Zentren der Bandenlinien zuruck, namlich zu dem Fall, daß sich Serienelektronen an ihrer Emission beteiligen, ja ihre unmittelbaren Zentren sind Es ist klar, daß die Fortnahme eines Valenzelektrons von einem Atom das Kraftfeld an den zuruckbleibenden Serienelektronen andern wird, ein Teil der bei der Abtrennung eines Valenzelektrons geleisteten Arbeit muß somit in potentielle Energie an den zuruckbleibenden Serienelektronen verwandelt werden. Wahrend der Anlagerung des Valenzelektrons mögen die Serienelektronen diese an ihnen aufgespeicherte Energie bei der Ruckkehr in ihre Gleichgewichtslagen im neutralen Atom in Form von Lichtenergie ausstrahlen. Ja es ist sogar der Fall denkbar, daß sie dank einer besonderen Koppelung dem schwingend sich anlagernden Valenzelektron Energie entziehen und dann an sich ausstrahlen.

Dies ist die energetische Seite einer möglichen Teilnahme von Serienelektronen an der Emission eines Bandenspektrums. Was die dynamische Seite betrifft, so konnen wir zwei Falle zur Erleichterung des Verstandnisses unterscheiden. Einmal mag das Valenzelektron in erster Annaherung als ruhend in einer Gleich-

gewichtslage betrachtet werden, fur eine jede Art von Bindung des Valenzelektrons, z B. beim Sauerstoff im ein- zwei- oder dreiatomigen Molekul dieses Elementes, werden dann die Serienelektronen in einem anderen Kraftfeld von Seite des Valenzelektrons stehen und darum fur jede Bindungsart ein charakteristisches Bandenspektrum liefern Der zweite der Wirklichkeit mehr entsprechende, aber viel mehr verwickelte Fall ist der, daß ein Valenzelektron gleichzeitig mit benachbarten Serienelektronen Schwingungen um eine Gleichgewichtslage ausfuhrt, und daß dank des individuellen Zusammenhanges eine Koppelung der Schwingungen der zwei Elektronen statthat

Diese unbestimmten Erwagungen von Möglichkeiten haben gewiß nichts Befriedigendes an sich, und meine ursprungliche Hypothese, welche ausschließlich in den Valenzelektronen die Zentren der Bandenspektren sah, hatte zweifellos den Vorzug der Klarheit und Einfachheit, eben so zweifellos ist sie aber zu einfach, als daß sie die Wirklichkeit genau wiedergeben konnte. Schon wenn wir unabtrennbare schwingungsfahige Serienelektronen neben abtrennbaren Valenzelektronen im chemischen Atom annehmen, mussen wir eine wechselseitige Beeinflußung der zwei Elektronenarten als möglich, ja als wahrscheinlich zulassen. Und dieser Einfluß ist ja auch bereits experimentell festgestellt; es andert sich namlich, wie in Abschnitt 4 dargelegt wurde, das Serienspektrum eines Atoms infolge der Änderung der Zahl der auf ihm sitzenden Valenzelektronen.

Wenn als erwiesen gelten darf, daß die im Sichtbaren und nahen Ultraviolett liegenden Serienspektren der chemischen Elemente ihren positiven Atomionen eigentumlich sind, so stellt sich von selbst die Frage nach dem Spektrum der Serienelektronen im neutralen Atom Bisher kam als Antwort auf diese Frage die Vermutung in Betracht, daß es im Ultraviolett liege Nach Auffindung der elektrischen Zerlegung von Serienlinien kommt die Moglichkeit in Betracht, daß das Spektrum der Serienelektronen im neutralen Atom ein Bandenspektrum ist, das durch die elektrische Zerlegung eines Serienspektrums im elektrischen Felde eines angelagerten Valenzelektrons entstanden ist

Wenn diese Auffassung nicht einer experimentellen Prufung fahig ware, so hätte ich sie hier gar nicht erwahnt. Da indes gerade die Untersuchung eines Bandenspektrums in einem starken elektrischen Feld eine Entscheidung gestatten wird, so seien die

in Betracht kommenden Uberlegungen und Folgerungen an dem Beispiele des Wasserstoffs hier eingehend besprochen.

Der Trager der Balmerschen Serie (H_α, $H_\beta \cdot \cdot$) ist das positive Wasserstoftatomion, also ein Wasserstoffatom, von dem das einzige Valenzelektron abgetrennt ist Wird ein solches Atomion in ein endliches homogenes elektrisches Feld gebracht, so werden seine Serienlinien in zahlreiche Komponenten zerlegt. Von dieser Erscheinung laßt sich ein Schluß auf folgende ziehen

Wird das positive H-Atomion in ein elementares inhomogenes elektrisches Feld gebracht, indem in seiner Nahe ein Elektron aufgestellt wird, dann mussen die Serienlinien des H-Atomions ebenfalls zerlegt werden, nur ist jetzt infolge der Inhomogenität des Feldes die Zerlegung nicht mehr symmetrisch. Wird das Elektron in einem kleineren Abstand von dem positiven Atomion festgesetzt, so rucken dessen Serienelektronen in ein starkeres inhomogenes Feld und die Komponenten der Serienlinien treten noch weiter auseinander. Das gleiche gilt, wenn das von außen herangefuhrte Elektron schließlich in die Gleichgewichtslage des Valenzelektrons im neutralen Atom gebracht wird, wenn also das positive Atomion durch Anlagerung eines Elektrons in ein neutrales Atom sich verwandelt hat. Es sind dann die Linien der Serienelektronen im neutralen Atom durch das inhomogene elektrische Feld des Valenzelektrons in zahlreiche Komponenten zerlegt

Liefert die vorstehende Zerlegung der Linien von Serienelektronen bereits fur den Fall zahlreiche Bandenlinien, daß das Valenzelektron wahrend der Schwingungen der Serienelektronen in seiner Gleichgewichtslage ruhen bleibt, so wird sich eine kaum ubersehbare Zahl von Bandenlinien fur den Fall ergeben, daß das Valenzelektron selber Schwingungen von großer Amplitude ausführt, welche sein inhomogenes elektrisches Feld am Ort der Serienelektronen ebenfalls periodisch hin und her schwanken lassen. Fur das folgende sei indes von diesem verwickelteren Fall abgesehen und angenommen, daß das Valenzelektron selber keine Schwingungen ausfuhre.

Wird das neutrale H-Atom in ein starkes endliches Feld gebracht, so wird es durch dieses so eingestellt werden, daß sein negatives Valenzelektron nach der positiven Feldseite, der positive Atomrest nach der negativen Feldseite schaut Zudem wird das Valenzelektron von dem positiven Atomrest durch das äußere Feld $\mathfrak{E}$ soweit weggeschoben, bis die geweckte rucktreibende Kraft

gleich $e\mathfrak{E}$ geworden. Dadurch erfahrt das elektrische Feld des Valenzelektrons am Orte der Serienelektronen eine Änderung, und zwar wird hier die elektrische Feldstarke fur eine geringe Fortschiebung des Valenzelektrons angenahert allein durch dessen Feld bestimmt sein. also allein durch den Abstand des Valenzelektrons von seiner Gleichgewichtslage

Die Einwirkung eines außeren elektrischen Feldes auf die Bandenlinien des H-Atoms wird darum nicht eine unmittelbare wie bei den Serienlinien des H-Atomions sein, sondern erst eine Folge der Wirkung auf das Valenzelektron. Und insofern die Bandenlinien bereits elektrische Komponenten von Serienlinien darstellen, wird die Einwirkung des außeren Feldes lediglich eine Einstellung der Achsen der H-Atome auf die Feldachse und eine Änderung der elektrischen Feldstarke des Valenzelektrons am Orte der Serienelektronen bedeuten. Es seien hier lediglich die Folgen dieser Änderung der Valenzelektron-Feldstärke, nicht diejenigen der Einstellung der Atomachsen besprochen.

Die Abnahme der Valenzelektron-Feldstarke infolge der Herstellung eines außeren Feldes muß fur diejenigen Bandenlinien, welche kurzwellige Komponenten von Serienlinien sind. eine Verschiebung nach langeren Wellen, fur solche Bandenlinien, welche langwellige Komponenten sind, eine Verschiebung nach kurzeren Wellen zur Folge haben. Nun haben wir in der Tat derartige einseitige Verschiebungen von Bandenlinien durch ein elektrisches Feld beobachtet; indes war sie wenigstens scheinbar mit einer Zerlegung der s-Schwingung in zwei Komponenten begleitet, eine Erscheinung, welche nicht in die vorstehende allerdings außerordentlich vereinfachte Auffassung hineinzupaßen scheint.

Weiter ist zu erwarten, daß gewisse Bandenlinien infolge der Änderung der Valenzelektron-Feldstarke durch ein außeres Feld bei entgegengesetzter Verschiebung zu dauerndem Zusammenfallen gebracht werden, so daß mit steigender Starke des äußeren Feldes die Zahl der Bandenlinien verkleinert wird. Nun haben wir zwar in der Tat ein derartiges Zusammenfallen von Bandenlinien unter der Wirkung eines äußeren Feldes beobachtet; es steht indes noch die Untersuchung aus, ob dieses Zusammenfallen bei weiterem Steigen der Feldstärke andauert. Die Suche nach einer wechselseitigen „Beeinflussung" benachbarter Bandenlinien im elektrischen Feld dürfte interessante Resultate ergeben.

Was die Abhängigkeit der Zerlegung oder Verschiebung von

Bandenlinien von der Feldstarke betrifft, so ist nach der hier entwickelten Auffassung zu erwarten, daß diese Zerlegung im allgemeinen nicht proportional der ersten Potenz der Starke des außeren Feldes erfolgt; da sie ja durch die Änderung des inhomogenen Valenzelektronfeldes bewirkt wird, so wird sie nach einem verwickelteren Gesetz vor sich gehen. Bei den bis jetzt untersuchten Bandenlinien ist dies in der Tat der Fall

Endlich sei noch ein Wort uber die Einwirkung eines Magnetfeldes auf Bandenlinien verloren. Wie aus der hier entwickelten Auffassung uber den Ursprung des Bandenspektrums ohne weiteres hervorgeht, ist ein großer Unterschied zwischen dem Verhalten der Banden- und demjenigen der Serienlinien im Magnetfeld zu erwarten. Jene stellen ja elektrische Komponenten der Serienlinien dar; die Schwingungen der Zentren der Bandenlinien erfolgen also im magnetischen Feld gleichzeitig in dem elektrischen Valenzelektronfeld Die Kraftgleichung fur die Schwingung des Elektrons einer Bandenlinie ist darum um das Glied fur die elektrische Kraft verschieden von der Kraftgleichung fur die Schwingung des Elektrons einer Serienlinie, einer Bandenlinie sind im allgemeinen nicht 3 Freiheitsgrade eigentumlich wie einer Serienlinie, welche im Magnetfeld das normale vollständig polarisierte Triplet liefert In der Tat ist, wie bereits erwahnt wurde, das Verhalten der Bandenlinien im Magnetfeld ein wesentlich anderes als dasjenige der Serienlinien.

Wenn nun auch die bisher gewonnene Erfahrung der obigen Auffassung von einem Zusammenhang des Banden- und Serienspektrums nicht widerspricht, so liegt doch auch noch kein entscheidender Beweis zu ihren Gunsten vor. Da sie aber immerhin als möglich erscheint und interessante Ausblicke eroffnet, so wollte ich sie hier mitteilen, um die experimentelle und theoretische Forschung zu ihrer Bearbeitung anzuregen.

VII. Literatur der elektrischen Spektralanalyse.

N. Bohr, On the effect of electric and magnetic fields on spectral lines Phil Mag. **27**, S 506, 1914.

H. Deslandres, Sur la recherche expérimentale d'un champ électrique solaire. C. R. **158**, S. 1137, 1914.

A. Garbasso, Sopra il fenomeno di Stark-Lo Surdo. Rend. d. Linc. **22**, S. 635, 1913.

A. Garbasso, Theoretisches uber das elektrische Analogon des Zeeman-Phanomens. Phys. Zeitschr. **15**, S 123, 1914
— Zusatz zu meiner Arbeit „Theoretisches uber das elektrische Analogon des Zeeman-Phanomens“. Phys Zeitschr. **15**, S. 310, 1914
E. Gehrcke, Über ein Modell zur Erklarung der Lichtemission. Phys. Zeitschr. **15**, S. 123, 1914.
— Über ein Modell zur Erklarung der Lichtemission. II. Phys. Zeitschr **15**, S. 198, 1914.
— Ein Modell zur Erklarung der Lichtemission. III. Phys. Zeitschr. **15**, S. 344, 1914.
— Zur Theorie der elektrischen Aufspaltung der Wasserstoffserie. Verh d. D. Phys Ges. **16**, S. 431, 1914.
F. Paschen u W. Gerlach, Zur Frage nach dem elektrischen Analogon zum Zeemaneffekt. Phys. Zeitschr. **15**, S. 489, 1914.
L. Puccianti, La decomposizione della riga rossa dell' idrogeno nel primo strato catodico. Rend d Linc. **23**, S. 329, 1914.
— Confronto tra la scomposizione catodica della prima e della seconda riga della serie di Balmer. Rend. d. Linc. **23**, S. 331, 1914.
P Salet et Millochau, Sur le spectre de la chromosphère. C. R **158**, S. 1000, 1914
K Schwarzschild, Bemerkung zur Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld Verh. d. D Phys. Ges **16**, S 20, 1914
R Seeliger, Moderne Anschauungen uber die Entstehung der Spektrallinien und der Serienspektren. Die Naturwiss. **2**, Heft 12 u 13, 1914.
J Stark, Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. Ber. Berl Akad. d Wiss **47**, S. 932, 1913, abgedruckt i. d. Ann. d. Phys. **43**, S. 965, 1914.
— Beobachtung der Zerlegung von Spektrallinien durch ein elektrisches Feld Die Naturwiss. **1**, S. 1182, 1913.
— Weitere Resultate uber den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. Die Naturwiss. **2**, S. 145, 1914.
— Bemerkung zu einer Mitteilung des Herrn A. Lo Surdo Phys. Zeitschr. **15**, S. 215, 1914.
— Über die inneratomische und die lichtschwingende Geschwindigkeit der Serienelektronen. Phys. Zeitschr. **15**, S. 265, 1914.
— Schwierigkeiten für die Lichtquantenhypothese im Falle der

Emission von Serienlinien. Verh. d D Phys. Ges **16**, S 304, 1914

J Stark, Methode zur gleichzeitigen Zerlegung einer Linie durch das elektrische und das magnetische Feld. Verh d D Phys Ges. **16**, S 327, 1914

— Feinzerlegung von Wasserstofflinien durch das elektrische Feld Die Naturwiss **2**, S. 542, 1914.

J. Stark u. G Wendt, Beobachtungen uber den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien. II. Langseffekt Gott Nachr 1914, abgedruckt i. d Ann d Phys. **43**, S. 983, 1914

J. Stark u. H. Kirschbaum, Beobachtungen uber den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien III. Abhängigkeit von der Feldstarke Ann. d. Phys. **43**, S. 991, 1914.

— — Beobachtungen uber den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien IV Linienarten, Verbreiterung Ann d Phys. **43**, S. 1017, 1914.

A. Lo Surdo, Sul fenomeno analogo a quello di Zeeman nel campo elettrico. Rend d. Linc **22**, S 665, 1913.

— Über das elektrische Analogon des Zeeman-Phanomens. Phys. Zeitschr. **15**, S. 122, 1914.

— Su l'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman: effetto longitudinale Rend d. Linc. **23**, S 82, 1914.

— Su l'analogo elettrico del fenomeno di Zeeman: le varie righe della serie di Balmer presentano diverse forme di scomposizione. Rend. d. Linc **23**, S 143, 1914

— Osservazione diretta della scomposizione delle righe spettrali davanti al catodo in un tubo molto sottile. Rend d. Linc. **23**, S. 252, 1914.

— La scomposizione catodica della quarta riga della serie di Balmer e probabili regolarità Rend. d. Linc. **23**, S. 326, 1914.

W. Voigt, Zur Theorie der Einwirkung eines elektrostatischen Feldes auf die optischen Eigenschaften der Korper. Wied. Ann. **69**, S 297, 1899.

— Über das elektrische Analogon des Zeeman-Effektes Ann. d. Phys. **4**, S. 197, 1901.

— Magneto- und Elektrooptik, B. G. Teubner, Leipzig 1908; IX. Kapitel. Die Schwingungen gebundener Elektronen bei Einwirkung eines elektrischen Feldes.

— Theoretische Bemerkungen zu den neuen Beobachtungen des Herrn J. Stark. Gött. Nachr. 1914.

E. Warburg, Bemerkungen zu der Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld Verh d D. Phys Ges **15**, S. 1259, 1913.

W. Wien, Über eine von der elektromagnetischen Theorie geforderte Einwirkung des magnetischen Feldes auf die von Wasserstoffkanalstrahlen ausgesandten Spektrallinien. Ber. Berl Akad d. Wiss. **48**, S 70, 1914.

H. Wilsar, Beobachtungen uber die Abhangigkeit des Stark-Effektes von der Spannung, Feldrichtung und Wellenlange Gott Nachr. 1914, S

Druck von August Pries in Leipzig.

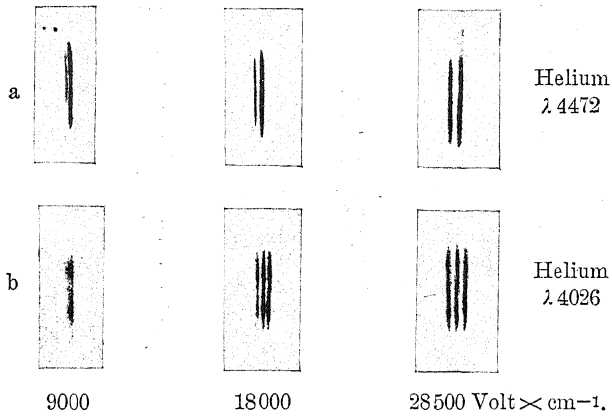
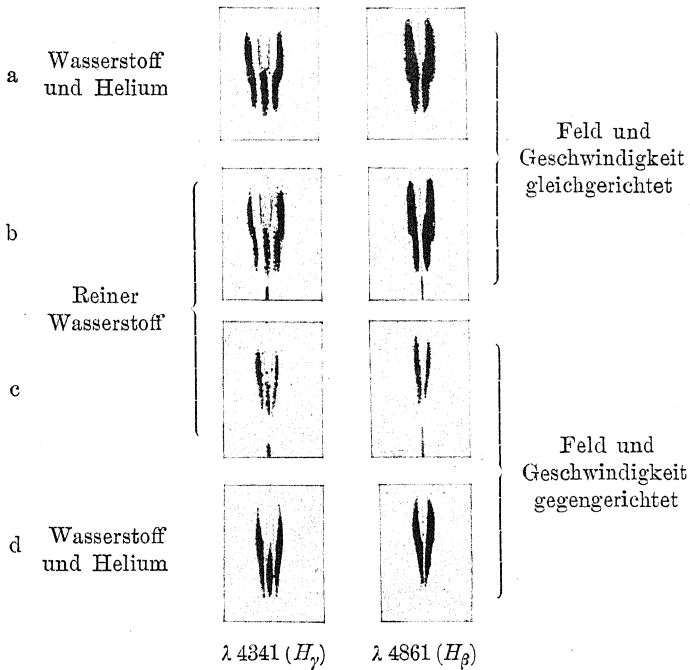



Fig. 1.

Fig. 2. Wasserstofflinien.

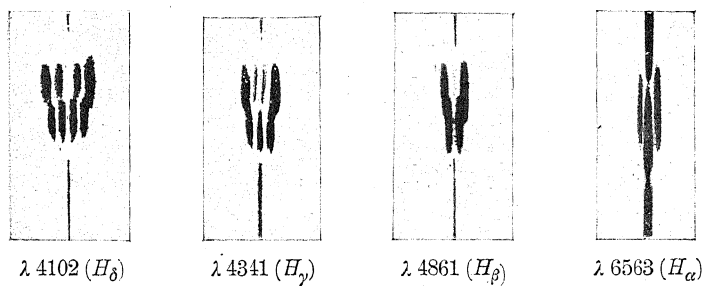



Fig. 1. Diffuse Nebenserie des Wasserstoffs bei 28500 Volt $\times$ cm^{-1}.

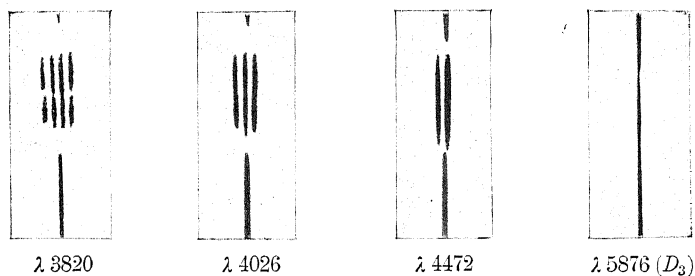



Fig. 2. Diffuse Nebenserie des Heliums bei 28500 Volt $\times$ cm^{-1}

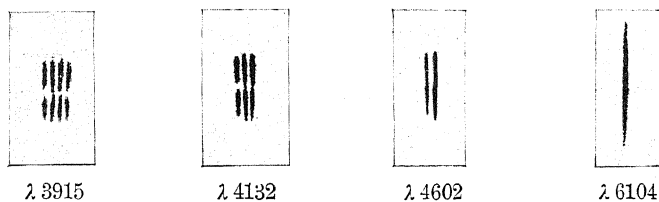



Fig. 3. Diffuse Nebenserie des Lithiums bei 28500 Volt $\times$ cm^{-1}.

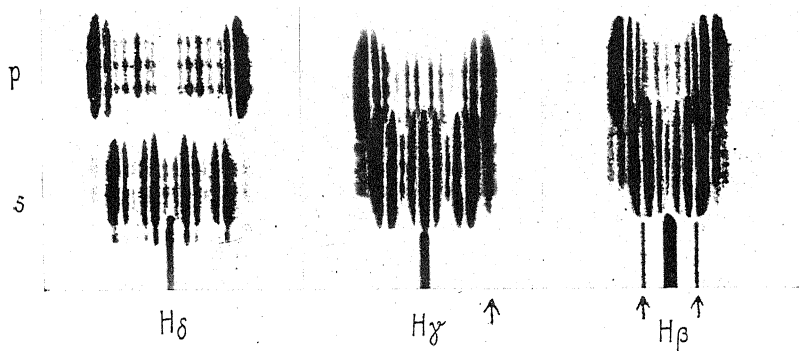



Fig. 1.

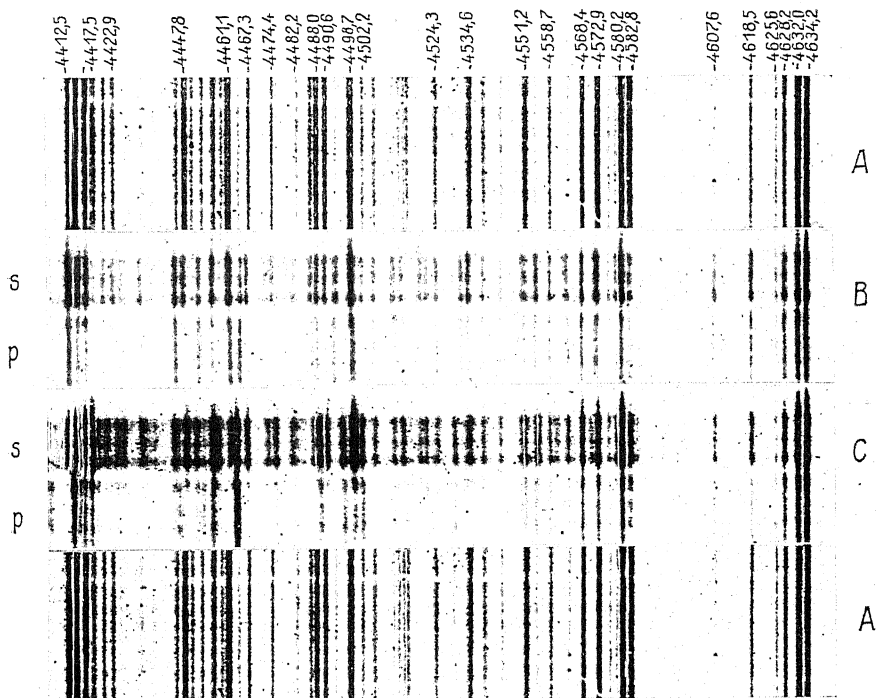



Fig. 2. A: Vergleich-Spektrogramm, pos. Säule, Feld sehr schwach; B: 48000 Volt × cm^{-1}; C: 74000 Volt × cm^{-1}.

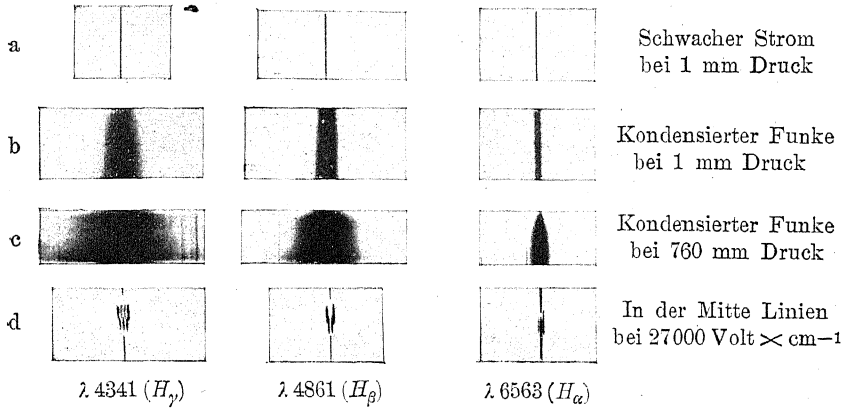



Fig. 1. Wasserstofflinien.

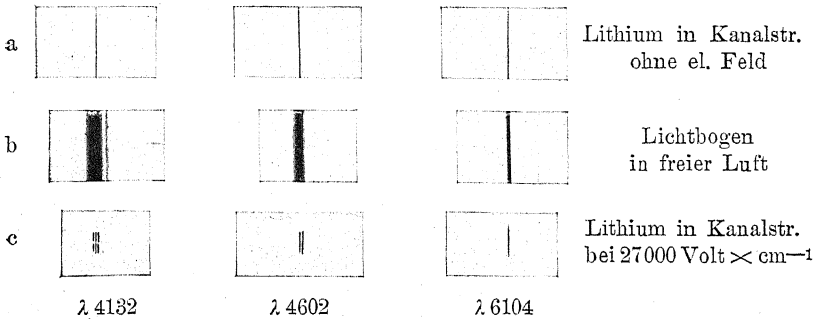



Fig. 2. Lithiumlinien.

Fig. 3. Heliumlinie λ 4472.